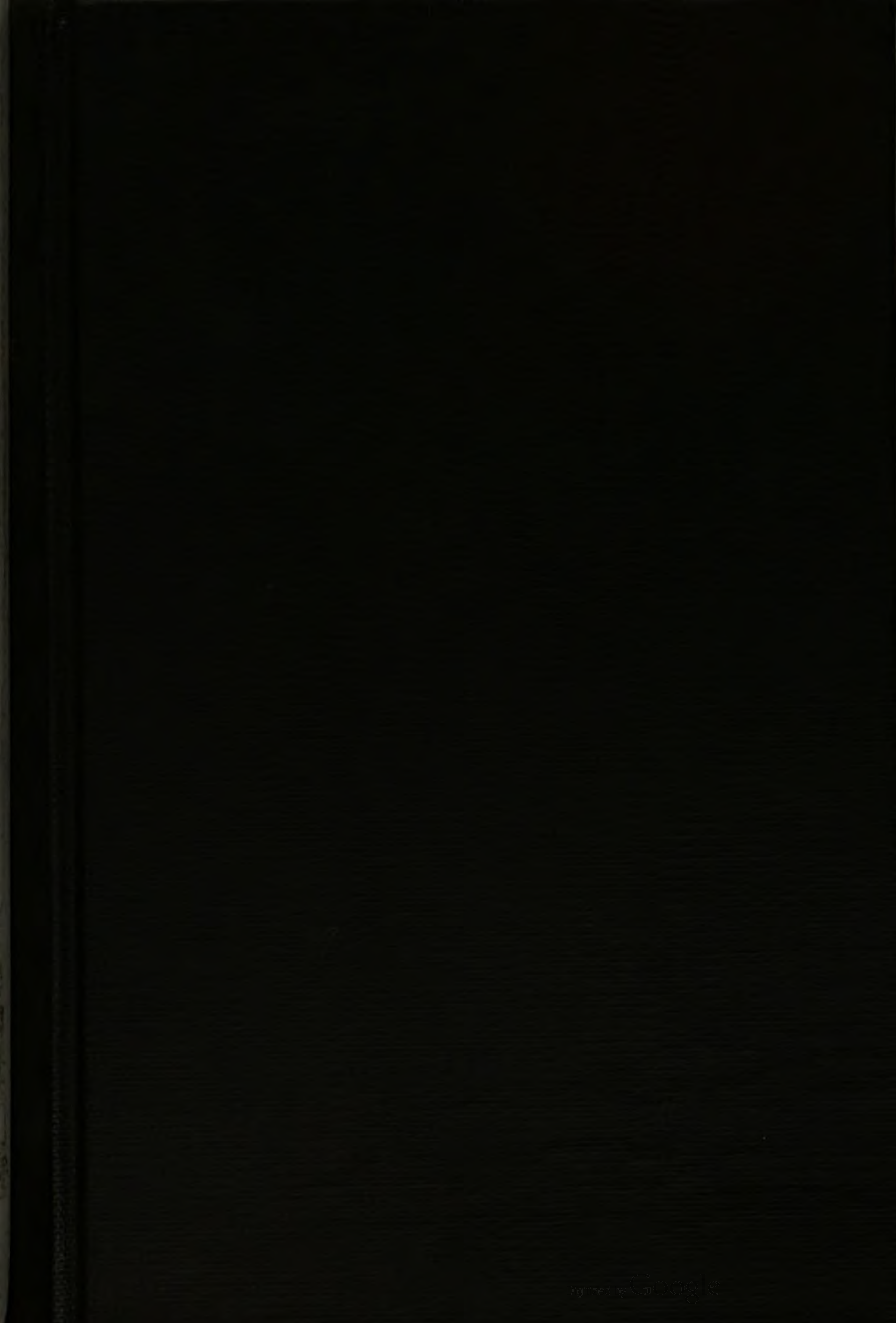
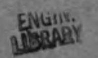





ENGIN.
LIBRARY

LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY
OF
CALIFORNIA


Digitized by Google

L'ONDE ÉLECTRIQUE

L'ONDE ÉLECTRIQUE

REVUE MENSUELLE

PUBLIÉE PAR

LA SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

1926

5e ANNÉE

ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR
40, RUE DE SEINE
PARIS



5e année. [redacted] Prix : 3 francs [redacted] 1926

L'ONDE ÉLECTRIQUE

PUBLICATION DE LA SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T.S.F.

SOMMAIRE

Étienne CHIRON, Éditeur
:: 40, rue de Seine :: :: PARIS :: :: Fleurus 47-49 :: :: ::

L'ONDE ÉLECTRIQUE

ESSAI
SUR LA THÉORIE DES FILTRES ÉLECTRIQUES (1)

par Pierre DAVID
Ingénieur à la Radiotélégraphie militaire

SOMMAIRE. — L'auteur présente une vue d'ensemble sur les progrès récents de la théorie des filtres électriques.

Après avoir défini le « filtrage », il montre que la construction et le calcul des filtres sont faciles en négligeant la résistance ohmique des éléments, et en supposant que le filtre débite sur son « impédance itérative ». Les divers types de « cellules » possibles doivent être associés pour former des « filtres composés » dont le rendement est bien supérieur à celui des filtres simples homogènes.

L'auteur montre ensuite quel effet nuisible joue la résistance des éléments et comment on peut le calculer.

Enfin, les filtres ne débitent jamais sur leur « impédance itérative »; un certain nombre de précautions sont à prendre pour diminuer le plus possible l'erreur qui en résulte.

Les avantages procurés par l'introduction de l'induction mutuelle et les propriétés des filtres en régime transitoire sont mentionnés pour finir.

1. **But de cette étude.** — La théorie des filtres électriques est un sujet beaucoup trop vaste pour être entièrement exposé dans le cadre d'un article.

Le présent essai n'a donc pas la prétention de fournir au lecteur une méthode complète pour le calcul et la construction des filtres (2), mais simplement de préparer un travail plus approfondi. C'est une introduction, une esquisse générale, un coup d'œil d'ensemble sur divers travaux récents, dispersés et hétérogènes.

I. — INTRODUCTION : DÉFINITION DU FILTRAGE

2. **Filtrage. Affaiblissement.** — Nous appellerons *filtrage* des courants électriques l'opération qui consiste à séparer ces courants en utilisant leur différence de fréquences.

(1) Conférence de documentation faite à la Société des Amis de la T. S. F., le 20 janvier 1926.

(2) L'exposé d'une telle méthode fait l'objet d'un volume actuellement sous presse (Gauthier-Villars, éditeur).

Nous appellerons *filtres* les appareils permettant d'effectuer cette séparation.

Nous définirons l'effet d'un filtre de la manière suivante :

Supposons qu'une source de courant alternatif, de force électromotrice constante E, mais de pulsation variable ω, alimente un appareil récepteur dont l'impédance est une certaine fonction Z_0 de la fréquence.

Le courant

$$I = \frac{E}{Z_0}$$

sera, lui aussi, fonction de la fréquence, et son amplitude $|I|$ pourra être représentée par une courbe telle que celle de la figure 1.

Imaginons maintenant qu'entre la source et le récepteur on intercale un certain ensemble de circuits F, dont l'impédance soit, elle

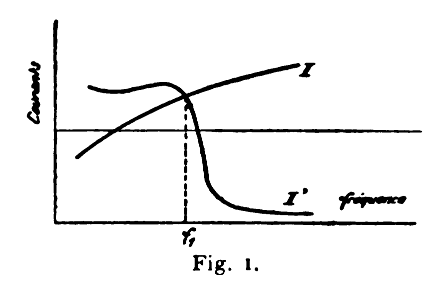


Fig. 1.

aussi, fonction de la fréquence: le courant dans le récepteur s'en trouve modifié; soit I' sa nouvelle valeur dont l'amplitude $|I'|$ est figurée par la seconde courbe de la figure 1.

Il peut arriver que la présence du système F ait pour résultat de favoriser le passage de certaines fréquences, et de contrarier le passage de certaines autres; par exemple, nous avons supposé sur la figure 1 que les fréquences inférieures à une certaine valeur f_1 étaient favorisées, les fréquences supérieures plus ou moins gênées.

Il peut arriver aussi que sans favoriser certaines fréquences, le système F ait cependant pour effet de les laisser passer presque librement, tout en affaiblissant beaucoup les autres.

Dans les deux cas, nous dirons que le système F est un *filtre*, et nous pourrons représenter son effet, aux différentes fréquences, par la valeur du rapport :

$$\rho = \frac{\text{courant sans filtre}}{\text{courant avec filtre}} = \frac{|I|}{|I'|}$$

Il est possible de porter, comme dans la figure 2, cette valeur en

ordonnées; toutefois les variations de ce rapport sont fréquemment si grandes, que la représentation graphique devient impraticable. Pour éviter cet inconvénient, il suffit de porter en ordonnées, non

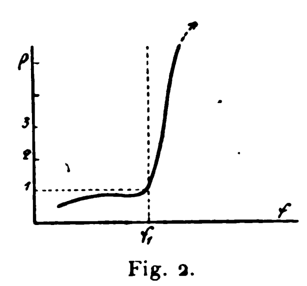


Fig. 2.

ce rapport lui-même, mais son *logarithme*; manière de procéder dont nous verrons d'ailleurs plus loin d'autres avantages.

En particulier, nous représenterons ici l'effet d'un filtre, au moyen du *logarithme népérien* du rapport ρ, et si $\rho = e^{\alpha}$, nous dirons que *l'affaiblissement est de α « napiers »*.

Le « napier », unité d'affaiblissement est donc l'affaiblissement subi par un courant qui est réduit à la fraction 1/e de sa valeur initiale. On appelle aussi cette unité *attenuation unit*.

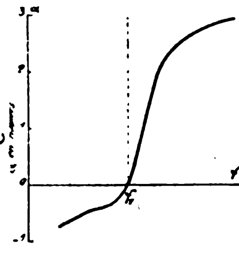


Fig. 3.

Lorsque le filtre a pour effet d'augmenter le courant, l'affaiblissement est négatif (fig. 3); mais cela arrive rarement dans la pratique.

3. **Exemples de filtrage rudimentaire.** — La définition précédente conduit à considérer le filtrage comme une chose très ancienne et très générale. Tous les phénomènes d'accord et de résonance, fondamentaux en Radiotechnique, sont, en effet, d'une certaine manière, des phénomènes de filtrage.

Par exemple, si la source E débite dans une self-induction L de résistance négligeable, le courant

$$|I| = \frac{|E|}{L\omega}$$

est représenté par une hyperbole (fig. 4).

Fig. 4.

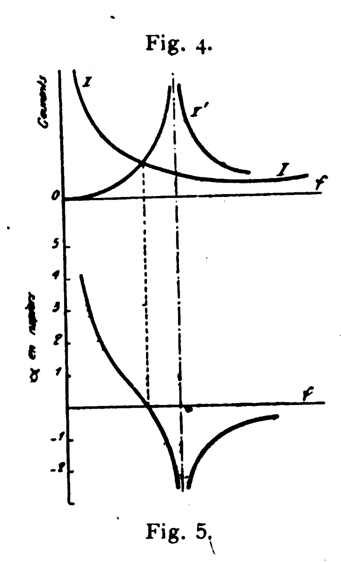


Fig. 5.

Intercalons entre la source et le récepteur, une capacité C ; le courant devient :

$$|I'| = \frac{|E|}{L\omega - \frac{1}{C\omega}}$$

représenté par la courbe |I'| (fig. 4).

Le rapport

$$\rho = \frac{\text{courant sans filtre}}{\text{courant avec filtre}}$$

est donc égal à

$$\left(1 - \frac{1}{LC.\omega^2}\right)$$

l'affaiblissement $\alpha = \text{Log.}\ \rho$ est donc négatif et tend vers $-\infty$ pour la pulsation :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

autrement dit, les courants ayant cette pulsation et les pulsations

voisines sont considérablement renforcés par la présence du condensateur: c'est le phénomène classique de la résonance, que nous pouvons considérer ici comme un filtrage rudimentaire.

On obtiendrait le résultat contraire, c'est-à-dire l'arrêt des fréquences voisines de la fréquence de résonance, au moyen d'un « bouchon » ou circuit « anti-résonant ».

Enfin chaque fois que l'on dérive de la haute fréquence dans un condensateur ou que l'on arrête cette haute fréquence au moyen d'une self « de choc », on pratique un autre genre de filtrage rudimentaire.

Mais ces divers exemples ne sont que des cas particuliers: isolement d'une fréquence privilégiée, ou séparation de deux fréquences très différentes. Le problème véritable du filtrage est beaucoup plus général.

4. **Filtrage véritable. Frontières.** — Le véritable filtrage est caractérisé par le fait que l'affaiblissement varie de façon discontinue, ou tout au moins, dans la pratique, très rapidement aux environs de certaines fréquences.

Le « filtre idéal » serait celui dans lequel l'affaiblissement serait rigoureusement nul (c'est-à-dire le courant avec filtre égal au courant

Fig. 6.

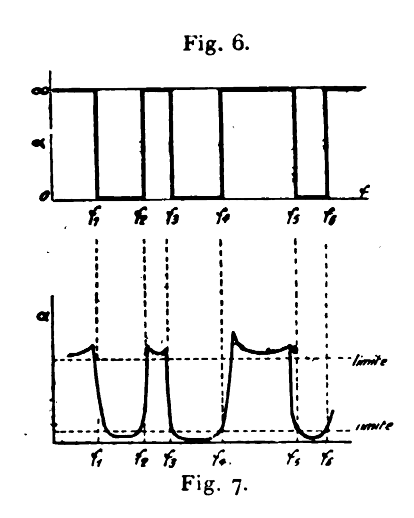


Fig. 7.

sans filtre, $\rho = 1$, $\alpha = 0$) pour toutes les fréquences comprises entre certaines limites :

$$f_1 \text{ à } f_2,\ f_3 \text{ à } f_4,\ f_5 \text{ à } f_6, \text{ etc.}$$

et l'affaiblissement serait infini dans les intervalles complémentaires:

$$\text{en deçà de } f_1,\ f_2 \text{ à } f_3,\ f_4 \text{ à } f_5,\ f_6 \text{ à} \ldots$$

ainsi qu'il est représenté dans la figure 6 (de façon symbolique, c'est-à-dire en faisant figurer ∞ à une distance finie).

Les fréquences f_1 f_2 f_3... pour lesquelles l'affaiblissement passe brusquement de zéro à l'infini sont les *frontières ;* les intervalles f_1-f_2, etc., dans lesquels l'affaiblissement est nul, sont les *bandes passantes*; les intervalles f_2-f_3... etc., dans lesquels l'affaiblissement est infini, sont les *bandes atténuées.*

Naturellement il est impossible de construire un filtre idéal, satisfaisant exactement à ces conditions. Mais on peut se proposer de réaliser celles-ci avec telle approximation que l'on désire, c'est-à-dire d'avoir un filtre dans lequel l'affaiblissement :

soit inférieur à une certaine valeur dans les bandes passantes,

soit supérieur à une certaine valeur dans les bandes atténuées,

passe, aux environs des frontières, de l'une à l'autre valeur, dans un intervalle de fréquences donné.

La caractéristique de filtrage d'un tel filtre sera donnée par la figure 7.

5. **Filtres usuels.** — Bien qu'il soit possible de calculer des filtres ayant un nombre quelconque de bandes passantes et atténuées, les filtres les plus courants dans la pratique sont ceux qui possèdent *une seule* bande passante. Si cette bande passante est comprise entre les deux limites finies, f_1 et f_2, le filtre est dit « passe-bande » ; si la limite inférieure est abaissée jusqu'à zéro et si, par suite, le filtre laisse passer toutes les fréquences inférieures à une certaine valeur, il est dit *passe-bas* ; si au contraire la fréquence supérieure est éloignée à l'infini et si le filtre laisse passer toutes les fréquences supérieures à une certaine valeur, il est dit *passe-haut.*

On emploie aussi quelquefois des filtres présentant la caractéristique inverse du passe-bande, c'est-à-dire qui arrêtent toutes les fréquences comprises entre deux limites données.

II. — FILTRE SIMPLE DE RÉSISTANCES NÉGLIGEABLES DÉBITANT SUR SON IMPÉDANCE ITÉRATIVE

6. **Filtre simple en échelle en T et en π.** — Un grand nombre de

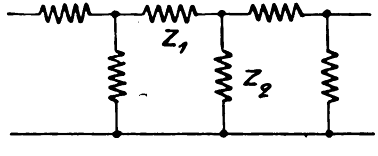


Fig. 8.

combinaisons de circuits permettent le véritable filtrage; les plus pratiques sont des suites d'impédances disposées « en échelle », c'est-à-dire d'impédances z_1 en série, alternant avec des impédances z_2 en dérivation (fig. 8), (le couplage étant nul entre deux impédances quelconques).

C'est de semblables filtres « en échelle » que nous nous occuperons d'abord.

Nous dirons que le filtre est *simple* si les diverses impédances successives z_1 d'une part, les diverses impédances z_2 d'autre part, sont toutes identiques. Le filtre est alors formé d'une suite d'éléments identiques appelés « cellules ». Chaque cellule comprend une impédance z_1 et une impédance z_2; mais, si l'on veut que la cellule soit symétrique, et que les deux extrémités du filtre le soient aussi, on est amené à considérer comme cellule élémentaire, non pas tout à fait l'ensemble d'une impédance z_1 et d'une impédance z_2, mais l'ensemble formé :

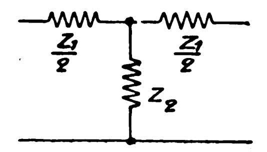


Fig. 9. — Cellule en T.

ou bien par une impédance z_2 comprise entre deux impédances série égales à $\frac{z_1}{2}$ (fig. 9).

ou bien par une impédance z_1 comprise entre deux impédances shunt égales à $2.z_2$ (fig. 10).

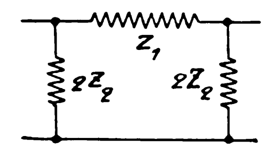


Fig. 10. — Cellule en π.

Dans le premier cas, on a une cellule *en T*, dans le second, une cellule *en* π.

Il est clair que l'association de plusieurs cellules en T, de même que celle de plusieurs cellules en π redonne, par fusion des impédances adjacentes (deux fois $\frac{z_1}{2}$ en série, ou bien deux $2.z_2$ en parallèle) le filtre en échelle de la figure 8.

**

7. **Impédance itérative ou caractéristique.** — Supposons qu'on réalise une suite indéfinie de cellules semblables à partir de deux bornes d'entrée BB'.

Cet ensemble, prolongé jusqu'à l'infini, présente entre les deux bornes d'entrée une certaine impédance K.

Ajoutons une cellule de plus à l'entrée du filtre (fig. 11): soit ABB'A'; l'impédance entre les deux nouvelles bornes d'entrée AA'

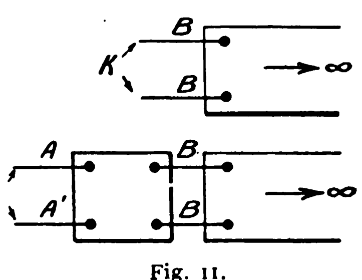


Fig. 11.

présente encore la même valeur K, puisque c'est encore l'impédance du filtre prolongé jusqu'à l'infini.

Ainsi, nous pouvons définir une certaine impédance K, présentant la propriété fondamentale suivante :

Si une cellule ABB'A' est fermée en BB' sur cette impédance, elle présente entre ses bornes d'entrée AA' cette même impédanee K.

Cette impédance K est dite *itérative* ou *caractéristique*.

8. **Filtrage d'une cellule fermée sur son impédance itérative.** — Considérons une cellule ABB'A' fermée sur son impédance itérative K. Soient v_A i_A la tension et le courant à l'entrée; soient v_B i_B la tension et le courant à la sortie. Par définition on a :

$$\frac{v_B}{i_B} = K.$$

et, par définition de l'impédance itérative, l'impédance entre AA' est encore égale à K, donc :

(1) $$\frac{v_A}{i_A} = K = \frac{v_B}{i_B}$$

La même relation qui existe entre v_A et v_B existe donc aussi entre i_A et i_B.

Il est clair que si la tension v_A était appliquée directement en BB' en supprimant la cellule considérée, le courant en B serait i_A. Par suite, i_A est le courant sans filtre, i_B le courant avec filtre ; nous avons vu que le rapport des amplitudes de ces courants servait de mesure à



l'efficacité du filtre constitué parla cellule, et nous avons posé que son logarithme népérien était l'*affaiblissement* α. Nous aurons donc :

$$\frac{|i_A|}{|i_B|} = e^{\alpha}.$$

Remarquons tout de suite que le signe de α est déterminé par le sens de propagation du courant, c'est-à-dire la position de la source. Supposons la source à gauche, vers AA′, si α était négatif $|i_B|$ serait plus grand que $|i_A|$, le courant serait plus grand à la sortie qu'il n'est à l'entrée ; mais, comme nous avons supposé la cellule fermée sur son impédance itérative, c'est-à-dire sur une suite indéfinie de cellules semblables, le même raisonnement serait applicable à la cellule voisine, puis à la suivante... etc.; à la sortie de chacune, le courant serait plus grand qu'à l'entrée; il tendrait donc vers l'infini à mesure qu'on s'éloignerait de la source, ce qui est absurde, en raison de la conservation de l'énergie.

Il est donc impossible que le courant aille en augmentant, c'est-à-dire que α soit négatif; mais il peut être positif ou nul.

Si l'affaiblissement α est nul, l'amplitude du courant à la sortie est la même qu'à l'entrée; le courant est donc transmis sans perte par une cellule et par une suite quelconque de cellules identiques ; *on est dans la zone de filtrage, dans une bande passante.*

Si l'affaiblissement α est différent de o, donc positif, le courant à la sortie est plus petit que le courant à l'entrée; donc en ajoutant un nombre suffisant de cellules, on pourra toujours le rendre aussi petit que l'on voudra : *on est dans la zone atténuée.*

La *condition de filtrage* est donc $\alpha = 0$. Nous allons voir à quoi cela correspond.

9. **Condition de filtrage.** — On a, suivant le type de cellule (fig. 12 et 13) :

Cellule en T

$$\begin{cases} v_A = \frac{z_1}{2} i_A + z_2 (i_A - i_B) \\ v_B = -\frac{z_1}{2} i_B + z_2 (i_A - i_B) \end{cases}$$

Cellule en π

$$\begin{cases} v_A = 2z_2 (i_A - i') = z_1 i' + 2z_2 (i' - i'_B) \\ v_B = 2z_2 (i' - i'_B) \end{cases}$$

de ces équations en tenant compte de la relation (1), on peut éliminer v_A v_B et i' et mettre en évidence le rapport $\rho = \frac{i_A}{i_B}$; il vient dans les deux cas :

$$\left(\frac{i_A}{i_B}\right)^2 - 2\left(1 + \frac{z_1}{2z_2}\right)\frac{i_A}{i_B} + 1 = 0 \qquad (2)$$

z_1 et z_2 étant complexes, les racines de cette équation le seront en général: il y aura entre le courant à l'entrée et le courant à la sortie, une différence de grandeur et une différence de phase.

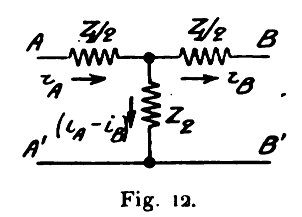


Fig. 12.

Nous pourrons donc écrire ces racines :

$$e^{\alpha + j\beta} \qquad e^{\alpha' + j\beta'}$$

les coefficients α, α' représentant l'affaiblissement, déjà défini, puisque ce seront les logarithmes népériens des rapports des amplitudes ; les coefficients β, β' représentant les décalages de phase.

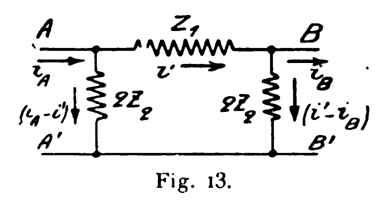


Fig. 13.

Mais le produit de ces racines étant I, elles sont inverses l'une de l'autre, donc $\alpha' = -\alpha$ et $\beta' = -\beta$; la somme de ces racines égale à $2\left(1 + \frac{z_1}{2z_2}\right)$ d'après l'équation (2), s'écrit donc :

$$e^{\alpha + j\beta} + e^{-(\alpha + j\beta)} = 2\left(1 + \frac{z_1}{2z_2}\right)$$

ou

(3) $$\text{ch.}\,(\alpha + j\beta) = 1 + \frac{z_1}{2z_2}$$

la condition de filtrage est, nous l'avons vu, $\alpha = 0$; ce qui donne :

$$\text{ch.}\,j\beta = 1 + \frac{z_1}{2z_2}$$

ou

$$\cos\beta = 1 + \frac{z_1}{2z_2}$$

β étant réel, ceci a pour conséquence

$$\left\{\begin{array}{l}1^{\circ} \text{ que le quotient } \dfrac{z_1}{2z_2} \text{ est réel.}\\ 2^{\circ} \text{ qu'il est compris entre } o \text{ et } -2,\end{array}\right.$$

ou si l'on veut poser

$$\frac{z_1}{4z_2} = \boxed{U + jV}$$

ceci revient à dire que la condition de filtrage est :

(4) $$\boxed{\begin{array}{c} V = 0 \\ -1 < U < 0 \end{array}}\,.$$

Si les impédances z_2 z_1 sont complexes, c'est-à-dire comprennent à la fois de la réactance et de la résistance, la première condition ne peut être remplie que par des fréquences particulières, mais non par une suite continue de fréquences ; il n'y a donc pas de bande passante.

Si z_1 z_2 sont réelles, la première condition est remplie, mais la seconde ne l'est jamais, U étant positif. On ne peut donc construire un filtre avec des résistances pures, ce qui était évident.

Reste donc seulement le cas où z_1 z_2 sont des imaginaires pures, c'est-à-dire représentant des réactances *sans résistances* ; dans ce cas, la première condition est toujours remplie ; la seconde peut l'être pour certaines fréquences qui constituent les bandes passantes.

Il résulte de ceci qu'un filtre se rapprochera d'autant plus du filtre idéal, que la résistance des éléments qui le composent sera moindre.

Nous allons donc étudier d'abord la constitution des filtres en supposant *la résistance négligeable* dans tous les éléments.

Nous verrons ensuite comment on peut tenir compte de cette résistance, et dans quelles limites on devra la maintenir en pratique pour réaliser des filtres satisfaisants.

10. **Principe de la construction des filtres.** — (En supposant la résistance négligeable.)

Le paragraphe précédent nous a montré que pour obtenir un filtre laissant passer certaines fréquences, il suffit de prendre une ou plusieurs cellules (fermées sur leur impédance itérative) dont les impédances z_1 z_2 satisfassent, pour ces fréquences, à la condition du filtrage (4).

Supposons que l'on trace les courbes représentatives des fonctions z_1 et $-4.z_2$ (il est facile de vérifier que les réactances croissent tou-



jours avec la fréquence, donc que la courbe z_1 va toujours en montant, la courbe $-4.z_2$ toujours en descendant), (fig. 14).

Ces courbes se coupent en certains points: pour ces points, on a $z_1 = -4.z_2$ ou $U = -1$; la condition de filtrage est à sa limite; les abcisses de ces points sont donc des frontières de bande passante.

De même les abcisses des points où la courbe z_2 passe par l'infini

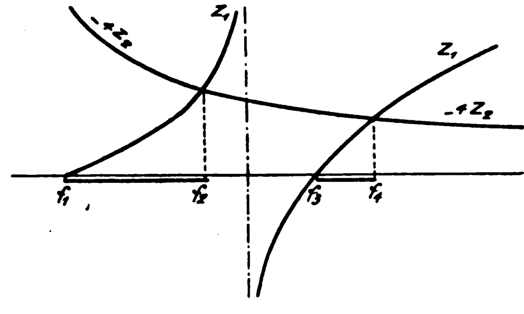


Fig. 14.

et les points d'intersection de la courbe z_1 avec l'axe des f, parce qu'en ces points on a $U = 0$.

Les bandes passantes sont donc représentées par les abcisses de tous les points de la courbe z_1 qui sont compris entre l'axe des f et la courbe $-4.z_2$; car, en ces points, la condition de filtrage est satisfaite.

Donc, pour connaître la caractéristique de filtrage d'une structure quelconque, il suffit de tracer les courbes de z_1 et $-4.z_2$ et de voir leur position relative.

En faisant cette opération pour un certain nombre de structures de plus en plus compliquées, on peut dresser un catalogue de leurs caractéristiques de filtrage, et, par suite, la liste des structures convenant à un filtrage donné. (Bibl. n° 4.)

Nous n'entreprendrons pas ici cette étude générale et nous nous bornerons à quelques exemples.

11. **Exemple. Construction d'un filtre passe-bas.** — Pour un filtre passe-bas, nous devrons avoir (z_1) compris entre 0 et $-4.z_2$ pour toutes les fréquences inférieures à la frontière f_1, et en dehors de cet intervalle pour les fréquences supérieures.

1° La courbe z_1 allant toujours en croissant, la courbe ($-4z_2$) toujours en décroissant, le plus simple est de faire partir la première de zéro, la seconde $+\infty$ et de les faire se couper à la fréquence f_1.

En prenant pour z_1 une self-induction L_1, on aura:

$$z_1 = j L_1 . 2\pi f$$

et en prenant pour z_2 une capacité C_2 :

$$-4.z_2 = j\,\frac{4}{C_2 . 2\,\pi f}$$

donc les courbes de la figure 15.

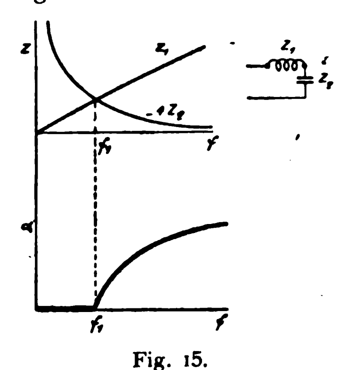


Fig. 15.

La seule condition à remplir est que $z_1 = -4.z_2$ pour la fréquence frontière f_1 ce qui donne :

(5) $$L_1 . C_2 . \pi^2 . f^2_1 = 1.$$

Cette condition ne suffit pas à définir le filtre; nous verrons plus loin qu'on achève cette détermination en adaptant le filtre à l'impédance du récepteur.

Mais tout filtre satisfaisant à cette condition aura pour frontière f_1. Nous appellerons ce filtre « filtre-type » parce qu'il sert souvent de base dans le calcul des autres.

2° Ceci n'est pas, d'ailleurs, la seule condition possible; nous avons pris la plus simple, mais on peut compliquer davantage, soit z_1 soit z_2.

Par exemple, prenons z_1 pour un circuit anti-résonant, composé d'une self-induction L_1 et d'une capacité C_1 en parallèle.

On a:

$$z_1 = \frac{j . L_1 . 2\pi f}{1 - L_1 . C_1 . 4\pi^2 f^2}.$$

La loi de variation des impédances est alors représentée par la figure 16 (1); on voit que z_1 passe par l'infini pour une certaine fréquence supérieure à f_1; ceci correspond à un *affaiblissement infini* d'après l'équation (2), ce qui est évident, puisque cela revient à intercaler une impédance infinie entre la source et le récepteur.

Nous avons donc là un résultat intéressant. Au lieu de croître pro-

(1) Dans la figure 16, z_1 comprend une self-induction et une capacité en parallèle, et non pas en série, comme il est indiqué par erreur.



gressivement, mais lentement, comme dans la figure 15, à partir de la frontière, l'affaiblissement α croît beaucoup plus rapidement et passe par un maximum pour une fréquence arbitraire que nous

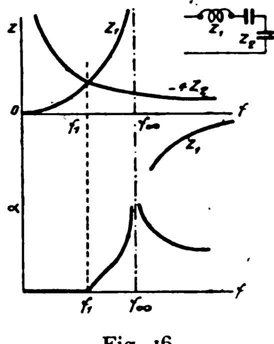


Fig. 16.

appellerons f_∞ ; nous verrons plus loin que cette propriété peut être utilisée systématiquement.

Avec ce type de filtre, nous avons donc deux relations : l'une exprimant que f_1 est frontière, c'est-à-dire que pour cette fréquence on a $z_1 = - 4.z_2$; l'autre exprimant que f_∞ est une fréquence d'affaiblissement maximum, c'est-à-dire que pour cette fréquence z_1 devient infini. Ces deux conditions s'écrivent :

$$(6) \qquad \begin{cases} L_1 C_2 \pi^2 f^2 = 1 - L_1 C_1 . 4\pi^2 f^2 \\ 1 - L_1 C_1 . 4\pi_2 f_\infty^2 = 0 \end{cases}$$

On pourrait obtenir le même résultat avec une autre structure : en gardant pour z_1 une self, mais en prenant pour z_2 un circuit résonant

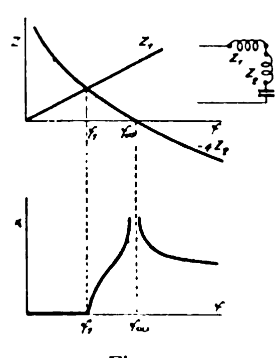


Fig. 17.

sur la fréquence f_∞, on aurait les courbes de la figure 17 et par suite les mêmes propriétés. Les formules seraient aisément calculables.

Ces deux derniers types de filtres ont été appelés par Zobel : filtres « en M ».

12. Autres exemples : Construction de filtres passe-haut et passe-bande. — La construction d'un filtre passe-haut se ferait exactement de la même manière et l'on trouverait des structures analogues, mais où les self-inductions et les capacités seraient interverties.

Pour le filtre passe-bande, la chose est plus compliquée et le nombre de solutions beaucoup plus élevé, en raison de la présence de deux bandes atténuées au lieu d'une, dans chacune desquelles on peut loger une fréquence d'affaiblissement maximum $f\infty$ $f'\infty$.

Nous nous contenterons de signaler les deux variantes suivantes, d'usage très fréquent :

1° *Filtre-type* (ainsi appelé parce qu'il sert souvent de base dans le calcul des autres).

On constitue z_1 par un circuit résonnant, z_2 par un circuit anti-résonant, accordés sur la même fréquence
en posant :

$$z_1 . z_2 = \text{constante}$$

On a alors les courbes de la figure 18; l'affaiblissement croît régu-

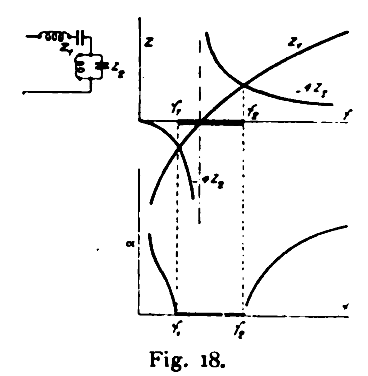


Fig. 18.

lièrement à partir des frontières comme dans le filtre passe-bas de la figure 15.

Les formules sont obtenues en écrivant que $z_1 = -4 . z_2$ aux deux frontières f_1 et f_2.

2° *Filtre « en M ».*

Une des manières de constituer ce filtre est de prendre pour z_1 deux circuits anti-résonants accordés sur les fréquences $f\infty$ $f'\infty$ que l'on désire éliminer. L'une de ces fréquences étant en dessous de la bande passante, l'autre en dessus, ces deux circuits anti-résonants peuvent

***

être calculés pour que leur ensemble résonne au milieu de la bande passante. Les courbes sont alors celles de la figure 19.

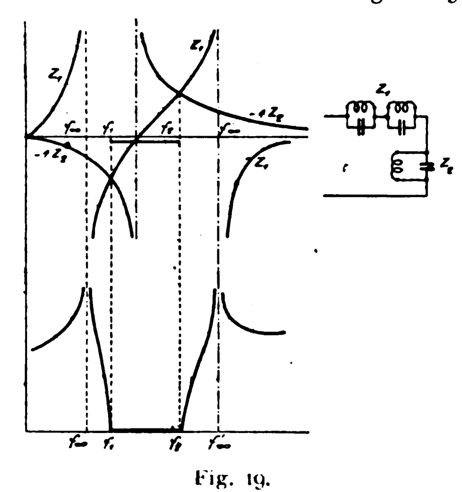


Fig. 19.

On voit que l'affaiblissement passe par un maximum pour une fréquence arbitraire dans chaque bande, atténuée, comme pour les filtres passe-bas des figures 16 et 17.

On disposera de quatre formules pour déterminer les éléments du filtre : deux en écrivant que $z_1 = -4z_2$ aux frontières, deux en écrivant que z_1 est infini aux fréquences f_∞ f'_∞.

Ces quatre formules ne suffiront d'ailleurs pas à déterminer entièrement le filtre, puisqu'il comporte six éléments : nous utiliserons plus loin les deux variables restées libres pour adapter le filtre à son impédance d'utilisation et aux cellules voisines.

13. **Résumé.** — Dans un filtre simple, de résistances négligeables, et fermé sur son impédance itérative, la condition de filtrage est que le rapport $\frac{z}{4z_2}$ soit réel et compris entre — 1 et 0.

Cette condition suffit à définir la structure du filtre, mais non les grandeurs de tous ses éléments, lesquelles seront fixées plus loin en tenant compte de l'impédance du récepteur.

III. — INFLUENCE DE LA RÉSISTANCE OHMIQUE DANS LES FILTRES

14. — Lorsque les éléments du filtre comportent de la résistance ohmique, les impédances z_1 z_2 comportent une partie réelle. Leur

rapport est donc en général complexe, et la première condition de filtrage (4) $V=0$, n'est plus remplie.

Il n'y a donc plus, en toute rigueur, de filtrage, car α n'est jamais nul, et le courant se trouve toujours un peu affaibli par la traversée du filtre.

D'autre part z_1 n'étant jamais rigoureusement infini, ni z_2 nul, l'affaiblissement ne peut jamais devenir infini; pour les fréquences f_∞ f'_∞ dont il a été question précédemment, il y aura donc un maximum d'affaiblissement, mais qui sera nécessairement fini.

Donc la présence de la résistance aura pour effet d'augmenter l'affaiblissement là où il était nul, de le diminuer là où il était très grand; donc de rendre les propriétés du filtre plus floues, de contrarier son action.

Il est donc extrêmement important de calculer avec précision cette néfaste altération des propriétés du filtre, afin de pouvoir définir dans chaque cas et suivant le résultat désiré, la résistance maximum à tolérer : de cette résistance maximum découleront, en effet, l'encombrement, le poids et le prix des appareils.

Nous indiquerons ici la méthode décrite par M. Zobel. (Bibl. 12.)

15. **Calcul de l'effet de la résistance.** — Par mesure de simplification, nous poserons, ce qui est à peu près exact dans la pratique :

1° Que la perte dans les condensateurs est négligeable, et que l'on peut se contenter de tenir compte de la perte dans les self-inductions [1];

2° Que cette dernière est, dans l'intervalle des fréquences utilisé (lequel est généralement assez petit), proportionnelle à la fréquence, de telle manière que l'on puisse poser :

$$\frac{\text{Résistance}}{\text{réactance}} = \text{constante}$$

soit d cette constante. L'impédance d'une bobine sera alors en tenant compte de sa résistance :

$$j \cdot L \cdot \omega + d \cdot L \cdot \omega = (j+d) \cdot L \cdot \omega. \tag{7}$$

Pour connaître l'effet de la résistance dans un filtre donné, on calculera alors les impédances z_1 et z_2 en représentant l'impédance des bobines par la formule simple précédente; on obtiendra pour le rapport $\frac{z_1}{4z_2}$ une expression relativement très simple, dont on pourra

[1] On peut tenir compte de la perte dans les condensateurs si on la suppose indépendante de la fréquence. (Voir Bibl. n° 14.)



facilement calculer la valeur aux différentes fréquences. Portant cette valeur dans l'expression (3) on obtiendra $ch.\ (\alpha + j\ \beta)$, ce qui permettra de calculer séparément α (et si on le désire, β); il suffit de développer $ch.\ (\alpha + j.\ \beta)$:

$$ch\ (\alpha + j.\ \beta) = ch.\ \alpha.\ ch\ (j\ \beta) + sh\ \alpha.\ sh\ (j\ \beta)$$

et de noter que $ch.\ (j\ \beta) = cos.\ \beta$; $sh\ (j\ \beta) = j.\ sin\ \beta$ (3) devient alors :

$$(8) \qquad \begin{cases} \text{ch}\ \alpha \,.\, \cos\beta = 1 + 2\,.\,\text{U} \\ \text{ch}\ \alpha \,.\, \sin\beta = 2\,.\,\text{V} \end{cases}$$

expressions dont la solution est immédiate, et qui permettent d'obtenir α au moyen d'une table des lignes hyperboliques, β au moyen d'une table des lignes trigonométriques.

Il est même possible de construire facilement des abaques spéciaux donnant instantanément α et β en fonction des valeurs de U et de V comme l'a fait M. Zobel. Cela rend les calculs numériques très rapides.

16. **Exemple : Filtre passe-bas.** — Soit à étudier l'influence de la résistance ohmique dans le filtre de la figure 15.

La présence de la résistance ohmique modifiera z_1 qui deviendra :

$$z_1 = (j + d).\text{L}_1\ 2\pi f.$$

Par suite le rapport $\frac{z_1}{4z_2}$ deviendra :

$$\text{U} + j.\ \text{V} = -\ \frac{(j + d)\text{L}_1\,\text{C}_2.\ 4\ \pi^2 f^2}{4 \cdot j}$$

$$\text{d'où : U} = -\ (\pi^2\ \text{L}_1\ \text{C}_2)\ f^2 \text{ posons } = k f^2$$
$$\text{V} = d\,(\pi^2\ \text{L}_1\text{C}'_2)\ f^2 = -\ d\ \text{U}$$

les équations (8) sont donc ici :

$$\begin{cases} \text{ch}\ \alpha\ \cos\beta = 1 + 2\text{U} = 1 - 2kf^2 \\ \text{sh}\ \alpha\ \sin\beta = -\ 2d\text{U} \end{cases}$$

d'où l'on tire :

$$cos^2\ \beta + sin^2\ \beta = 1 = \left(\frac{1 + 2\,\text{U}}{ch\ \alpha}\right)^2 + \left(\frac{-\ 2\,d\,\text{U}}{sh\ \alpha}\right)^2$$

d'où une équation en $ch^2\ \alpha$. — Donnant à f différentes valeurs : 0, 1/2 f_1, 0,8 f_1, 0,9 f_1, f_1, 1,1 f_1, etc., on peut tracer par points les courbes de la figure 20 pour des valeurs croissantes de d.

On voit nettement sur ces courbes la déformation due à un excès de résistance.

La figure 21 représente, d'une manière analogue, deux courbes de filtrage de filtre passe-bande « type M » figure 19 avec $d = 0{,}01$ et $d = 0{,}04$.

17. **Conclusion.** — Les formules et l'exemple précédent montrent que :

1° L'influence de la résistance ohmique des éléments est complètement négligeable pour les fréquences situées dans la zone atténuée et loin des frontières ;

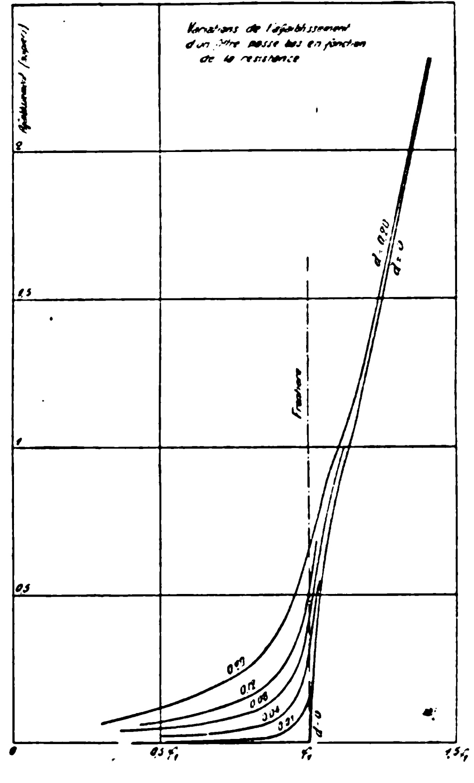


Fig. 20.

2° Aux fréquences $f\infty$ qui devraient, en l'absence de résistance, donner une affaiblissement *infini*, la présence de la résistance diminue l'affaiblissement réellement obtenu;

3° *Dans la ou les bandes passantes, la présence de la résistance provoque un certain affaiblissement* : surtout au voisinage des frontières. Il en résulte un arrondissement de la courbe du filtrage à ses angles.

C'est généralement cette dernière altération des propriétés du filtre qui limite la résistance admissible.

En pratique, si l'on mesure cette résistance ohmique par le

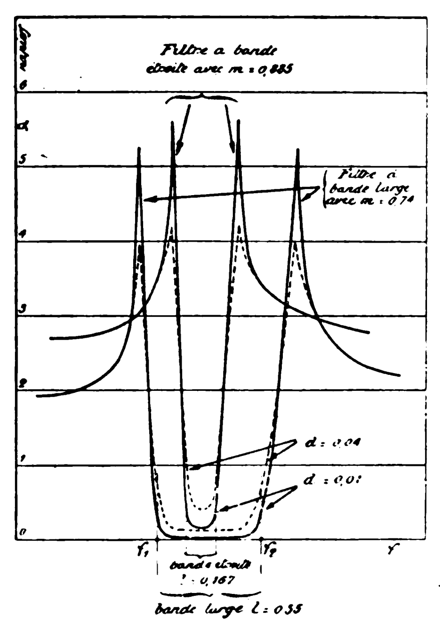


Fig. 21.

rapport d de la résistance des bobines, à leur réactance, pour les fréquences utilisées, il faut que d soit compris dans les limites suivantes :

Nature du filtre	Limites de d
Filtres très soignés, dans lesquels l'affaiblissement doit varier très rapidement, et dont la bande passante est très étroite	inférieur à 0,01
Filtres normaux, satisfaisant à des exigences moins sévères, et dont le poids et le prix sont limités	inférieur à 0,03
Filtres assez grossiers, dans lesquels on ne tient pas à ce que l'affaiblissement varie très vite, et dont la bande passante est large.	$d = 0,04$ et au-dessus.

IV. — FILTRES COMPOSÉS

18. — Nous avons étudié dans les paragraphes précédents, le fonctionnement d'une cellule de filtre débitant sur son impédance itérative; c'est-à-dire, en vertu de la définition même de cette impédance, que nous avons étudié le filtrage d'une suite quelconque de cellules semblables fermées sur leur impédance itérative. Il est clair, en effet, que s'il y a n cellules semblables, chacune se trouve fonctionner dans les mêmes conditions, donc produit un affaiblissement identique α (ou, si l'on veut, réduit le courant dans la même proportion $1/\rho$). L'affaiblissement produit par l'ensemble est donc $n.\alpha$ (ou, si l'on veut, le courant est réduit à la fraction $\left(\frac{1}{\rho}\right)^n$ de sa valeur à l'entrée).

Un tel système est un *filtre simple*, et, pendant longtemps, on n'en a pas connu d'autre.

Cependant, l'idée d'associer ensemble plusieurs cellules de types différents vient assez naturellement à l'esprit. En effet, considérons par exemple les trois types de filtres passe-bas du paragraphe 11. Le premier donne un affaiblissement qui croît indéfiniment à partir des

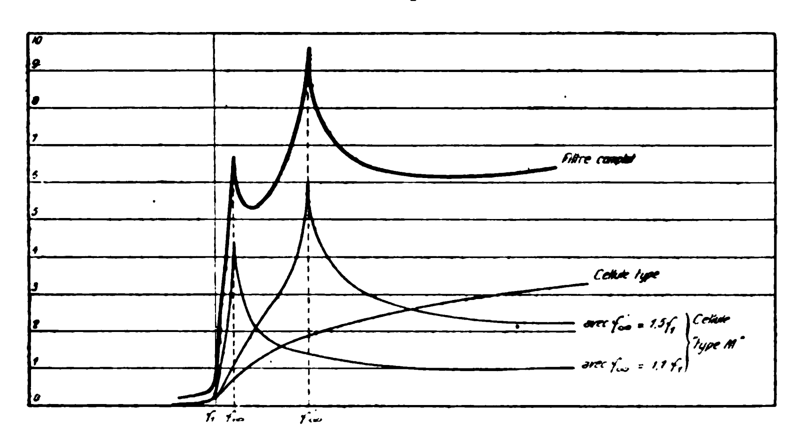


Fig. 22.

frontières jusqu'à l'infini; les deux autres présentent des propriétés différentes, l'affaiblissement produit étant maximum pour une certaine fréquence arbitraire f_∞ et décroissant ensuite.

Or, ce qu'on cherche en général à réaliser, c'est un affaiblissement qui croisse très vite et qui reste ensuite élevé. Si l'on pouvait, pour cela, associer ensemble des cellules du premier type et des deux autres, en choisissant pour ces dernières plusieurs fréquences f_∞ diffé-

rentes, et convenablement espacées, il est clair que l'on obtiendrait un affaiblissement beaucoup plus régulier et qu'on se rapprocherait beaucoup plus du filtre *idéal* (fig. 6).

Par exemple, supposons qu'on additionne les affaiblissements produits par :

Une cellule, type de la figure 15,
Une — — 16, avec $f_\infty = 1{,}1\, f_1$
Une — — 16, mais avec $f_\infty = 1{,}5\, f_1$

on obtiendra une courbe d'affaiblissement (en supposant $d = 0{,}01$) analogue à celle de la figure **22**.

Des considérations analogues s'appliqueraient évidemment aux divers types de filtres passe-haut et passe-bande.

19. **Conditions permettant d'associer des cellules différentes. —** Nous sommes donc amenés à rechercher s'il est possible d'associer en un même filtre, dit *composé*, plusieurs cellules de types différents (mais ayant, bien entendu, mêmes frontières).

La théorie précédente nous montre que cela est parfaitement possible, mais à la condition essentielle que toutes ces différentes cellules *aient la même impédance itérative*. Si cela est réalisé, et que l'on ferme le filtre sur une impédance égale à son impédance itérative, on se retrouve dans les mêmes conditions qu'avec le filtre simple : la dernière cellule travaillant sur son impédance itérative, présente entre ses bornes d'entrée de nouveau cette même impédance itérative ; il en est de même de l'avant-dernière cellule et ainsi de suite de proche en proche... Chaque cellule travaille comme si elle était seule; les affaiblissements sont donc les mêmes que ceux calculés précédemment et s'ajoutent : l'affaiblissement produit par un filtre composé est la somme des affaiblissements élémentaires produits par chaque cellule.

Il est même possible d'aller plus loin, ainsi que M. Zobel l'a montré (Bibl. n° 4) et d'intercaler au milieu du filtre des demi-cellules dissymétriques, dont l'impédance « image » est égale d'un côté à celle du filtre en T, de l'autre à celle du filtre en π, de telle manière que le filtre peut commencer en T et finir en π sans que les cellules cessent de débiter sur leur impédance itérative. Nous ne pouvons développer ici ces considérations, dont on retrouvera un exemple plus loin.

Il faudra donc établir les formules des différents types de cellules que l'on veut associer, de telle manière que leurs impédances itératives soient égales à toutes les fréquences (c'est-à-dire *identiques*).

Nous avons vu aux paragraphes 11 et 12, que les filtres présentant

des fréquences arbitraires d'affaiblissement infini : $f\infty$, contiennent plus d'éléments que les autres, et par suite peuvent être soumis à plus de conditions : nous prendrons donc comme condition supplémentaire, celle que leur impédance itérative soit égale à celle du filtre-type correspondant; il suffira pour cela de calculer l'impédance itérative de chacune et d'identifier les expressions obtenues.

Si, avec certains types de filtres, cette identification est impossible, ces types de filtres pourront être employés isolément, mais ne devront pas être associés avec d'autres.

20. **Conclusion.** — La combinaison de divers types de cellules dans un même filtre est possible, à condition que ces diverses cellules aient toutes la même impédance itérative.

Cette combinaison permet une souplesse incomparable dans la réalisation des filtres; elle permet de doser l'affaiblissement, de le faire porter sur les fréquences que l'on désire, bref d'augmenter considérablement l'efficacité du filtre tout en diminuant le nombre d'éléments nécessaires.

Nous verrons plus loin un autre avantage des filtres composés.

(*A suivre.*) Pierre David.

LA CONDUCTIBILITÉ DES COLLOÏDES MÉTALLIQUES ET SES APPLICATIONS ÉLECTROCHIMIQUES.

Par M. Henri ANDRÉ (1).

Ingénieur à la Radiotechnique

SOMMAIRE. — Dans la présente communication, qui résume sommairement trois années de recherches, l'auteur expose l'historique de l'utilisation de la matière réduite à l'état colloïdal en T. S. F. et fait ressortir l'insuffisance de régularité dans les résultats obtenus avec les colloïdes organiques. Il indique au contraire la stabilité des colloïdes métalliques agissant sur le courant électrique et principalement celle de l'argent colloïdal.

Il passe en revue rapidement les procédés d'obtention des colloïdes métalliques et les applications pratiques déjà industrialisées de ses découvertes.

L'auteur signale quelques résultats d'expériences concernant la génération des oscillations fréquentes, la détection et l'amplification des courants radiotéléphoniques.

En terminant, il présente une expérience de liaison qui semble à son avis unir l'émission thermoionique et l'émission d'électrons à froid en faisant intervenir l'action physique du milieu dans lequel est placé le liquide émetteur.

L'utilisation directe de la matière, en électrotechnique, a toujours tenté les chercheurs, car elle conduit à la création d'appareils statiques en apparence, qui échappent aux complications mécaniques des machines, et présentent une plus grande précision de fonctionnement.

L'obtention d'appareils précis et sensibles est devenue une nécessité depuis l'apparition de la transmission sans fil, et il a été normal de porter les recherches dans ce but sur des dispositifs mettant en jeu de faibles masses matérielles et, à ce titre, l'émission électronique s'est placée au premier rang.

Il serait toutefois erroné de penser que les manifestations électroniques sont tributaires de milieux privés de gaz et nécessitent une perte d'énergie sous forme de chaleur cathodique. En se libérant de ce préjugé, la question des relais statiques sensibles devient susceptible de progresser dans des voies nouvelles, très différentes de celles des tubes thermoioniques.

Déjà, nous possédons de nombreux exemples de relais à contacts imparfaits (régulateurs, amplificateurs, détecteurs, etc.) à électrolyse limitée (détecteurs électrolytiques) ou forcée (interrupteurs), etc...

(1) Communication faite à la S. A. T. S. F., séance du mercredi 12 décembre 1925.

dans lesquels l'émission électronique joue un rôle important, malheureusement très difficile à étudier, étant donné le caractère intime du contact des matières, supprimant les espaces si utiles dans les tubes à atmosphère raréfiée pour en faire l'étude analytique.

1. **Historique.** — Au point de vue historique, on découvre qu'une partie des recherches effectuées avant l'emploi des tubes à atmosphère raréfiée a porté sur l'étude des poudres métalliques fines, en milieu humide ou liquide électrolysable (de Forest, 1902-1904).

Dans ces dispositifs, la juxtaposition des granules métalliques formait une chaîne conductrice dont la résistance variait sous l'influence de courants de réception à haute fréquence. On entretenait la formation de la chaîne par le passage d'un courant continu. Finalement, l'esprit de ces travaux était de réaliser des détecteurs auto-cohéreurs.

Il n'était pas encore question de métaux colloïdaux, car un souci de l'auteur était de combattre la pesanteur des grains de poudre de métal.

Un long temps d'arrêt, motivé par le succès des détecteurs à électrolyse, à contacts solides et des tubes thermoioniques, n'a permis aux recherches de reprendre sérieusement qu'après la guerre, et l'on trouve dans ce sens, surtout des travaux allemands (Niedenhold, 1921).

Les colloïdes utilisés sont alors d'origine organique, et en suspension dans des liquides organiques.

Les travaux entrepris semblent porter principalement non pas sur l'étude des cellules vario-conductrices mais sur des modes d'utilisation, des schémas de montage souvent purement théoriques, brevetés dans le but apparent de circonscrire toute recherche ultérieure. La structure des cellules reste d'une obscurité déconcertante.

Il résulte d'essais personnels, que l'action des colloïdes organiques sur le courant est très instable, et aboutit à une passivité complète des résultats fugitifs que l'on obtient au début des essais. Le caractère irrégulier de ces expériences m'a incité à les suspendre provisoirement et à n'en faire aucune publication.

Les colloïdes métalliques, que j'ai commencé à étudier à fond au début de 1923, conservent au contraire, en milieu inorganique de préférence, un état chimique bien défini, et n'éprouvent aucune altération, à ce point de vue, sous le passage du courant, quand on les utilise rationnellement.

Depuis cette époque, j'ai déterminé une grande partie des conditions d'utilisation de ces colloïdes, et créé quelques applications au

redressement des courants alternatifs de petite intensité, à basse tension.

La somme de travail exigée par la mise au point pratique de ces applications ne m'a pas permis encore de créer industriellement des relais sensibles pour la réception des ondes, mais j'ai obtenu en laboratoire la détection et l'amplification très pures, avec le maximum d'intensité nécessaire de ces ondes, et ce qui me paraît mieux, j'ai établi les lois auxquelles obéissent les conducteurs variables à colloïdes métalliques, ce qui en permettra des applications prochaines très intéressantes.

2. **Préparation des colloïdes métalliques.** — Je me permettrai de rappeler que l'état colloïdal est atteint lorsque les particules matérielles ne dépassent pas 5.10^{-5} mm. On peut obtenir ces particules ou *micelles* de maintes façons :

1° Par voie *mécanique* à l'aide de machines qui peuvent diviser finement la matière, par usure, par laminage, par chocs, etc... Le mode de traitement varie selon le métal employé.

2° Par voie *chimique*. Les procédés de préparation sont nombreux et consistent généralement en la réduction de sels métalliques ou par déplacement. Ainsi l'argent colloïdal peut s'obtenir en déplaçant par le zinc l'argent du chlorure ou par réduction du nitrate par l'acide tartrique ou l'acide phosphorique.

3° Par voie *électrochimique*. On peut pulvériser la matière en faisant éclater un arc dans un liquide au moyen d'électrodes solides faites en la substance que l'on veut rendre colloïdale. Il est possible également de diviser finement la matière par bombardement cathodique ou *ionoplastie*.

L'électrolyse, en milieu aussi peu électrolysable que possible, permet l'obtention de colloïdes métalliques. Ce procédé très simple est mis en œuvre dans les redresseurs de courant à argent colloïdal dont voici l'exposé du fonctionnement.

3. **Substitution de la conductibilité des colloïdes à celle des électrolytes.** — Dans un tube en U (fig. 1) contenant un acide fort et concentré (SO^4H^2 ou PO^4H^3), on plonge deux électrodes d'argent identiques, intercalées dans un circuit alimenté par une source à courant continu, réglé par un rhéostat et dont le courant est mesuré par un ampèremètre. Un voltmètre permet de lire la tension aux bornes de la cellule.

Dès l'immersion des électrodes et l'établissement du courant, les mesures révèlent l'existence d'une résistance assez élevée de l'acide : 30 ohms, par exemple. L'électrolyse est importante, et diminue gra-



duellement, de même que la résistivité du liquide qui passe après cinq minutes à une résistance de 6 à 8 ohms. L'acide se teinte alors en jaune brun (couleur des suspensions d'argent colloïdal).

L'examen à l'ultramicroscope, en éclairage latéral, révèle dans la solution apparente des micelles d'argent animées de mouvements

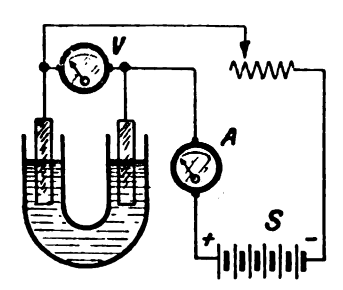


Fig. 1.

rapides de rotation sur elles-mêmes, et de translation beaucoup plus lents. Ces micelles ont tendance à se rapprocher et semblent s'accrocher les unes aux autres, mais la moindre agitation les remet en liberté.

Cette activité est caractéristique de l'état colloïdal et porte le nom de mouvement brownien. Elle ne commence qu'à condition de réduire les particules à la dimension de cet argent colloïdal qui est, autant qu'on puisse l'évaluer, de l'ordre de 2 à 5.10^{-5} mm.

La difficulté d'expérimentation, jointe à l'insuffisance de moyens, ne nous a pas permis d'étudier l'influence du courant sur les mouvements browniens.

Si, en cours d'électrolyse, on inverse le courant, la vitesse de formation des colloïdes est beaucoup plus grande, mais on désagrège également le métal en plus grosses masses.

En prolongeant l'expérience sans inversions, on constate des coagulations au voisinage de la cathode, et la matière coagulée rejoignant l'anode, en sens inverse du courant, la conductibilité électrolytique cesse totalement.

L'emploi du courant alternatif se traduit par des faits nouveaux.

A très basse fréquence (de l'ordre de 1 p:s) on active la formation des colloïdes qui se détachent plus facilement de la masse solide, mais si on élève la fréquence à une valeur industrielle (25 à 50 p:s) l'électrolyse cesse complètement ainsi que le dégagement colloïdal.

La cessation de l'électrolyse est un fait connu, dont la cause résulte de l'emploi de métaux à oxydation lente et à réduction rapide,

qui se compensent immédiatement, sans faire appel à l'électrolyte. Le cuivre, par exemple, se comporte comme l'argent.

On voit déjà que, dans certaines conditions, un électrolyte peut conduire le courant électrique sans se décomposer, et c'est l'étude de ces cas particuliers qui est féconde en découvertes, même encore à l'heure actuelle.

4. **Conductibilité unilatérale.** — Substituons maintenant (fig. 2) à une des lames d'argent une lame de fer, ou de nickel, ou d'une

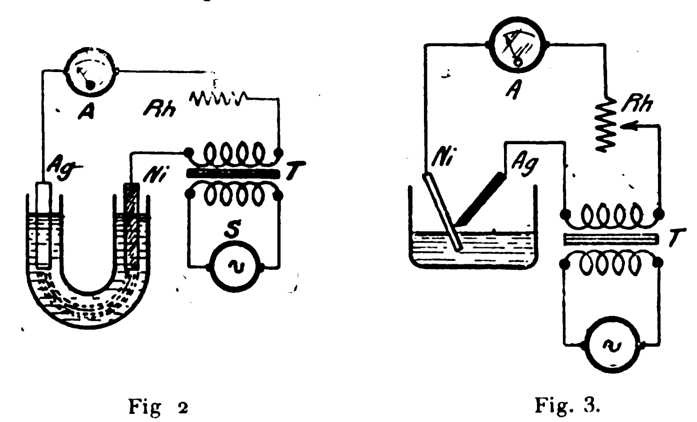


Fig 2 Fig. 3.

manière générale une lame de métal facilement oxydable et à oxyde stable en milieu sulfurique.

Intercalons, d'autre part, un ampèremètre à courant continu dans le circuit d'alimentation. Après quelques secondes d'électrolyse alternative, on aura constitué une soupape dont la résistance interne diminuera en même temps que la saturation colloïdale de l'acide, due à l'anode, augmentera, mais il y aura électrolyse tant que cette saturation ne sera pas complète et accompagnée de coagulations.

On pourrait donc penser que la disparition de l'électrolyse n'est due qu'à des phénomènes de contact plus ou moins nombreux, et que l'état colloïdal n'y est pour rien.

Pour élucider ce point un peu délicat, il a fallu observer de très près le mécanisme d'un contact de section réduite.

A cette fin, j'ai créé un dispositif dans lequel la diffusion des colloïdes étant très faible, on peut suivre assez rapidement et aisément la phase d'amorçage du phénomène de conductibilité unilatérale.

L'anode (fig. 3) en argent se trouve en contact intime avec la cathode et exerce une légère pression sur elle. Les électrodes reposent sur la surface d'un agglomérat de ponce et d'acide de telle

façon qu'une très petite quantité de liquide humecte leur intervalle en montant et s'insérant par capillarité.

Quelques secondes après l'établissement du courant, la résistance de contact devient sensiblement nulle et l'effet de redressement complet. En examinant alors la face de contact anodique on voit qu'elle est recouverte d'argent colloïdal, à l'exclusion de grosses particules.

Lorsque les électrodes sont formées : anode colloïdale et cathode oxydée, on peut considérer que l'appareil est constitué par :

1° Une couche anodique colloïdale A (fig. 4) recevant le courant de son support S, et le transmettant vers la cathode C;

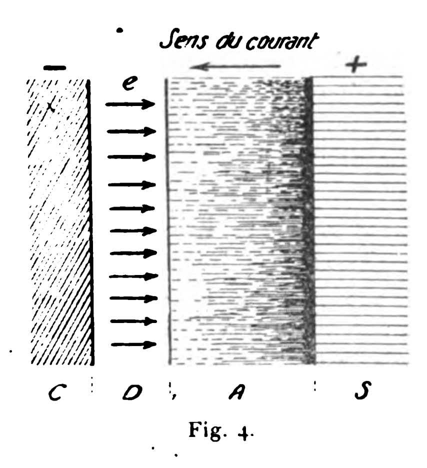


Fig. 4.

2° Une couche isolante D fournie par l'oxyde de la cathode C, qui remplit le rôle d'interrupteur;

3° La surface cathodique C qui recueille le courant venant de l'anode et l'envoie dans le circuit extérieur.

Le mécanisme du conducteur est le suivant :

1° Quand les colloïdes sont portés à un potentiel positif égal à celui du support S, la cathode émet des électrons dans le sens des flèches *e*. Ces électrons traversent la couche permanente d'oxyde D.

L'instantanéité du phénomène, jointe à l'importance de l'épaisseur de la couche d'oxyde cathodique, s'opposent à l'hypothèse d'une oxydation suivie d'une réduction instantanée.

Le mécanisme de l'émission est d'autant plus vraisemblable, qu'une expérience, exposée plus loin, pour la clarté de cette communication, met en relief l'analogie qui existe entre l'émission électronique dans les phénomènes électrolytiques, colloïdaux et thermoioniques.

2° La phase d'isolement, due à une réoxydation des canaux infiniment petits, creusés par l'émission, est provoquée par l'inversion du courant, empruntant la cathode comme anode.

Il est nécessaire alors qu'un faible courant circule en sens inverse pour produire la réoxydation, mais cependant, selon les matières employées, il peut y avoir réoxydation par suite de la simple annulation du courant direct, même avant l'obtention de sa valeur nulle.

Le choix des matières cathodiques et du suspensoïde doit donc être guidé par l'obtention d'un courant inverse ou « courant de commutation » aussi faible que possible si l'on désire un rendement élevé.

7. Contribution du temps aux applications de la conductibilité unilatérale. — D'après ce qui précède, nous voyons que la cathode doit s'oxyder, et que l'acide ne doit en aucun cas réagir sur l'oxyde; au contraire, l'acide devra de préférence renforcer spontanément l'oxydation avec ou sans l'acide du courant.

La résistance mécanique de l'oxyde devra être aussi grande que possible.

Il est aisé de comprendre que la vitesse de réoxydation est un facteur prépondérant relativement à la fréquence du courant à redresser.

On peut poser en principe que, dans l'acide sulfurique concentré, la plupart des conducteurs à oxyde isolant peuvent résister à une tension de polarisation relativement élevée, en leur appliquant un potentiel positif croissant progressivement.

La tension de polarisation est de l'ordre de la centaine de volts dans l'acide sulfurique pur pesant 66° Baumé à 20° C. Elle peut augmenter d'environ 30 pour 100 quand l'acide contient 20 pour 100 d'SO^3.

Le cuivre pur, utilisé comme anode, coupe le courant sous 120 volts en trente secondes environ dans cet acide, quand on applique brusquement le courant. En élevant lentement et progressivement la tension aux bornes des électrodes, on obtient une coupure avec une valeur nettement supérieure, qui atteint 150 volts.

De ces résultats pratiques, on tire donc les conclusions suivantes :

En matière de redressement des courants alternatifs, on ne pourra utiliser en basse fréquence que des matières à oxydation lente.

Il ne sera également pas possible de redresser des tensions élevées avec les cathodes à oxydation lente sans tenir compte de la fréquence qui influera sur la valeur du courant inverse.

Ainsi, par exemple, le cuivre qui s'oxyde lentement et peut couper le courant sous 100 volts en milieu sulfurique à 65,5° Baumé ne peut assurer le redressement du courant alternatif à 50 p:s que sous quelques volts dans le même milieu.

Au contraire, le fer, qui ne coupe le courant continu que sous 40 volts, peut dans le même liquide redresser le courant alternatif sinusoïdal sous 25 à 28 volts efficaces, parce qu'il se protège rapidement par oxydation.

Certains corps, principalement les métalloïdes à allure métallique, réalisent une coupure rapide jusqu'à une tension déterminée, puis plus lente pour des valeurs supérieures.

C'est ainsi que dans l'acide de Nordhausen à 20 pour 100 d'SO^3, le silicium réagit presque instantanément jusqu'à 80 volts, puis lentement pour des valeurs allant jusqu'à 160 volts.

Pratiquement, son emploi au redressement des courants alternatifs industriels ne peut se faire à plus de 80 volts efficaces.

On comprend de suite l'importance considérable de la contribution du temps dans de tels conducteurs utilisés pour la détection des ondes de T. S. F. et pour génération des oscillations à fréquence élevée.

6. **Matières cathodiques employées en basse fréquence.** — Voici quelques corps simples qui donnent de bons résultats sous 50 p:s dans l'acide sulfurique à 65° B. La température n'a pas été relevée au cours des essais, elle était au début de 20° C.

Matières.	Tension disruptive continue.	Tension efficace redressée.
Plomb	60 volts	12 volts
Nickel	60 —	18 —
Fer doux	40 —	25-28 —
Cuivre	60 —	8 —
Aluminium	70 —	20 —
Silicium.	100 —	50 —

Avec des alliages, les résultats sont bien supérieurs, car il en est beaucoup dont l'attaque est ralentie par la formation d'une couche d'oxyde plus stable.

C'est le cas pour les ferro-alliages et notamment les ferro-nickels et les ferro-siliciums.

Le ferro-silicium à 14 pour 100 de Si se polarise presque instantanément et avec précision, il rétablit le passage du courant audessus d'une valeur bien déterminée de la tension disruptive maximum, qualité précieuse pour la génération des oscillations.

Le tableau ci-dessous donne des valeurs correspondantes de la tension continue appliquée et du courant inverse qui passe en empruntant la cathode comme anode.

Les alliages employés sont des produits résistant aux acides,

connus sous les noms de « tantiron », « duriron », « ironac », « supernentral », etc.

Alliage « supernentral » de la S. P. M.

Tension continue appliquée.		Courant inverse.	Stabilité.
20 volts	. . . .	0,06 m. a.	stable
30 —	. . . .	0,09 —	—
40 —	. . . .	0,12 —	—
50 —	. . . .	0,30 —	—
52 —	. . . .	0,40 —	—
54 —	. . . .	0,40 —	instable
55 —	. . . .	court-circuit	stable

densité de l'acide sulfurique 65° B.

Le tableau suivant donne des valeurs comparées de la tension disruptive applicable à divers échantillons de cathodes en Fe-Si.

Fe	Si	Tension disruptive maximum.
100	0	40 volts
85	15	52 —
55	45	98 —
0	100	120 —

7. **Forme de la cathode.** — La forme de la cathode influe sur la régularité de fonctionnement de même que sa disposition.

Il y a lieu de se prémunir contre l'excès de concentration de l'argent et d'enfermer la cathode dans le support d'anode.

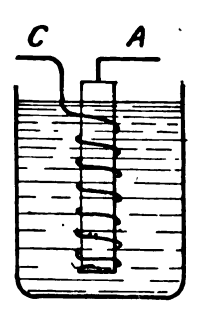


Fig. 5.

Les meilleures dispositions semblent consister à donner à la cathode l'aspect d'une grille placée autour de l'anode (fig. 5) ou bien encore d'éléments de conducteurs disséminés dans la masse colloïdale.

L'excès de compression des colloïdes joint à la faiblesse de la résistance mécanique de l'oxyde cathodique détermine des courts-circuits fréquents.

Il faut éviter de présenter de grandes surfaces cathodiques, car la persistance des courts-circuits dépend du refroidissement des points attaqués de l'oxyde. Une grande densité de courant est favorable d'ailleurs au fonctionnement de la commutation.

8. **Diffusion des colloïdes.** — En plaçant un diaphragme poreux entre les électrodes (fig. 6), la période de formation se trouve très

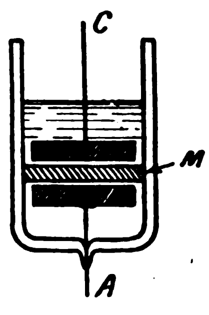


Fig. 6.

ralentie; mais la suppresion de l'électrolyse finit par se produire. La résistance intérieure augmente et détermine un échauffement supplémentaire.

Si l'on diminue progressivement la porosité du diaphragme, l'isolement ne suit pas exactement les variations du passage offert, puis il devient rapidement total.

La tendance de l'argent colloïdal à franchir le diaphragme perméable est très marquée, et il arrive même à venir se coaguler contre la cathode, après avoir franchi le passage résistant.

9. **Action du redresseur sur le courant alternatif sinusoïdal.** — La courbe de la figure 7 montre l'action du redresseur employé normalement dans un circuit alimenté par du courant alternatif sinusoïdal débitant sur une résistance ohmique.

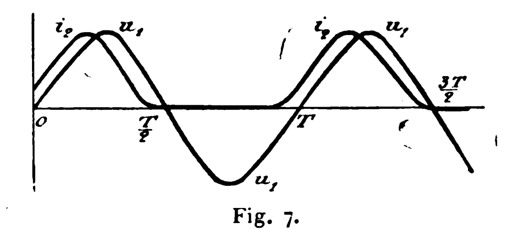


Fig. 7.

La courbe de la figure 8 montre l'action du redresseur dans un circuit comprenant une force contre-électromotrice (charge d'accumulateurs au plomb).

Ces courbes ont été relevées à l'ondographe Hospitalier. L'examen

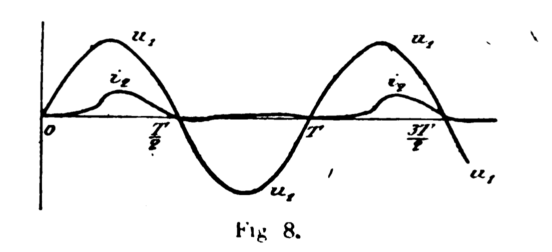


Fig 8.

à l'oscillographe Blondel fournit des indications plus intéressantes, étant enregistrées avec plus d'instantanéité.

10. **Influence de la forme du courant sur le fonctionnement du redresseur.** — Les essais de durée ont montré que ce type d'appareil ne peut fonctionner longtemps si le circuit qu'il redresse ne comporte pas une force contre-électromotrice importante, et si sa résistance ohmique est relativement grande.

Lorsqu'un redresseur débite sur un circuit résistant sans force contre-électromotrice, le courant de commutation ne s'établit pas rapidement, et il y a insuffisance d'oxydation des canaux creusés pendant la phase de conductibilité. A la longue ce défaut s'accentue, et le rendement se trouve altéré.

Dans le cas où le circuit comporte une force électromotrice inverse (charge d'accumulateurs), le temps de fermeture du circuit est plus court que celui d'ouverture, la réoxydation plus complète. La tension inverse, en outre, prend plus rapidement une valeur plus élevée, et la commutation s'effectue dans de meilleures conditions.

Pratiquement, un redresseur pouvant fonctionner cinquante heures dans un circuit seulement résistant, pourra durer davantage dans un circuit réactant, mais aura son maximum de durée, par exemple, mille heures, dans un circuit comprenant une force contre-électromotrice convenable.

11. **Influence de la densité de courant.** — La densité de courant cathodique a, pour des raisons analogues aux précédentes, une importance capitale sur la durée de fonctionnement.

Pendant la phase de conductibilité, la densité de courant est secondaire, mais les dimensions de la cathode et du courant inverse influent sur la qualité du redressement.

Une grande densité de courant à la rupture est très favorable et permet d'éviter les courts-circuits accidentels pendant cette phase.

On devra donc adopter la plus grande densité de courant compatible avec un bon fonctionnement et une température raisonnable.

Pratiquement on peut pousser la densité du courant efficace à 5 ampères par millimètre carré au maximum.

Si l'on exagère cette densité, la cathode s'échauffe et est attaquée par l'acide, qui, lui-même, peut se décomposer.

12. **Influence de la température.** — L'élévation de température du redresseur se traduit par une amélioration du fonctionnement jusqu'à concurrence de l'attaque chimique et de la décomposition des matières premières.

La température maximum tolérée est d'environ 80° C.

La meilleure température de fonctionnement est comprise entre 40 et 60° C.

13. **Rôle des étincelles.** — Les étincelles, dans ce type de redresseur, comme dans les soupapes électrolytiques témoignent, du mauvais fonctionnement de la cathode en décelant des localisations d'énergie inverse sur les points les moins isolants, durant la phase de rupture.

On aperçoit les étincelles quand la tension disruptive tolérée par la cathode est dépassée, soit que la source provoque des surtensions, soit que l'électrolyte ou le milieu oxydant deviennent insuffisants.

Le rôle des étincelles est donc néfaste et ne témoigne nullement, comme on a pu le penser, d'un fonctionnement satisfaisant.

14. **Applications électrotechniques. Relais polarisés.** — L'application la plus élémentaire du conducteur unilatéral décrit ci-dessus est le relais polarisé ou conjoncteur-disjoncteur.

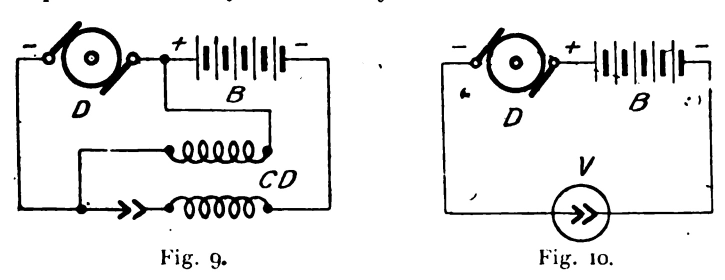


Fig. 9. Fig. 10.

L'éclairage électrique automatique des véhicules en comporte nécessairement un.

La faible résistance directe (une fraction d'ohm), la résistance inverse élevée (plusieurs milliers d'ohms) et croissante permettent

l'intercalation de la valve à colloïdes dans le circuit dynamo-batterie au même titre qu'un relais mécanique (fig. 9) dont elle supplante la précision et la sécurité avec l'avantage de simplifier le montage en réduisant le nombre de fils de l'installation de 3 à 2 (fig. 10).

On pourra employer dans cette application une valve dans laquelle l'argent colloïdal sera préparé séparément pour éviter une formation directe avec du courant alternatif.

Les modèles de conjoncteurs-disjoncteurs envisagés actuellement permettent de couper le courant sous des tensions allant jusqu'à 50 volts, avec un courant inverse décroissant de 0,3 milliampère à l'origine, ce qui est négligeable vis-à-vis du courant de fuite des batteries en service et des décharges dues aux actions locales des accumulateurs (sulfatation des négatives au plomb).

15. **Alimentation des valves.** — En respectant les données précédentes relatives à la forme et à la densité du courant, on peut charger

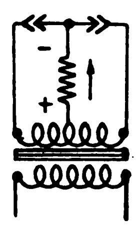


Fig. 11.

des batteries d'accumulateurs de quelques éléments avec un courant de deux ampères par centimètre cube de cellule.

La valeur de la tension d'alimentation devra être telle que

$$E_{max} + E' \leqslant U_c$$

E_{max} = force électro-motrice maximum d'alimentation
E' = force contre-électromotrice de la batterie.
U_c = tension de claquage de la valve.

Il est facile, en utilisant deux valves, de redresser les deux alternances avec un transformateur à prise médiane (fig. 11).

De même on peut aisément placer deux cathodes dans une même cellule.

Le montage de Grätz ou en pont de Wheatstone présente une particularité intéressante : il permet de faire supporter aux valves la seule tension de la batterie à recharger, sans prendre la précaution d'ajuster la force contre électromotrice alternative d'alimentation par un transformateur abaisseur.

La figure 12 montre en pointillé le trajet d'une des alternances, suivant le groupe de valves 1-2. Les valves 3 et 4 peuvent être considérées comme connectées directement aux bornes de la batterie dont

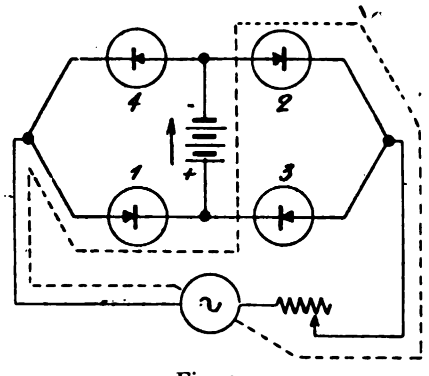


Fig. 12.

elles ne supportent que la seule tension, puisque les valves 1 et 2 sont pratiquement court-circuitées pendant cette demi-période.

Notons que cette propriété d'élever la tension de charge utile au voisinage de la tension de claquage est particulière à ce type de redresseur à faible chute ohmique interne.

16. **Couplage en série.** — Le couplage des valves en série, en vue d'obtenir une tension d'utilisation plus grande, n'est possible qu'avec des cathodes nécessitant un courant de commutation presque nul. Autrement, à la rupture, la tension se porte sur un seul élément. Celui qui nécessite le moindre courant de commutation et qui, acquérant la plus grande résistance inverse, évite aux autres de fonctionner, c'est-à-dire d'assurer la rupture. Ce défaut s'accentue, et la valve qui

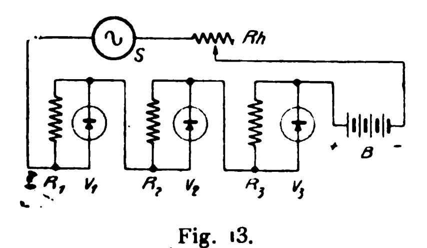


Fig. 13.

travaille isolément se détériore par échauffement jusqu'à ce qu'une autre, puis une troisième, etc , lui succèdent dans cette mauvaise voie.

Il est bien possible, avec un montage potentiométrique (fig. 13),

d'égaliser la tension d'alimentation, mais naturellement, le courant inverse prend une valeur importante réglée par le potentiomètre. Le rendement s'en trouve sensiblement altéré.

17. **Couplage en parallèle.** — Le couplage en parallèle est relativement plus aisé que le couplage en série, à condition que les valves

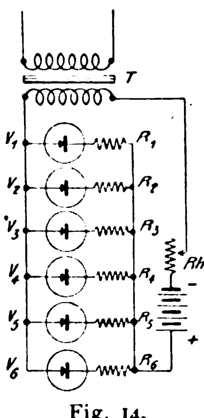


Fig. 14.

soient à peu près également résistantes et possèdent le même coefficient de température.

Faute d'avoir ces propriétés, les éléments les moins résistants absorbant davantage de courant que les autres s'échauffent exagérément, devenant ainsi plus conducteurs, et restent seuls à travailler. On peut égaliser les charges en couplant en série avec chaque valve une résistance fixe dont la valeur soit grande vis-à-vis des écarts possibles de résistance des valves (fig. 14).

On peut par construction rendre les éléments suffisamment résistants pour se passer de cet artifice.

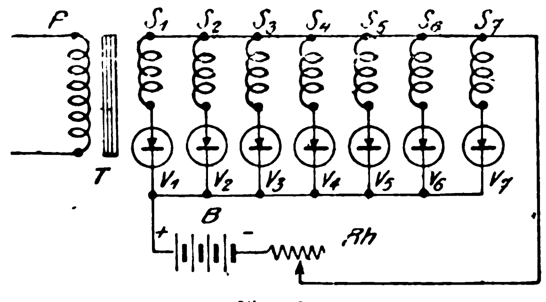


Fig. 15.

Le schéma de la figure 15 montre une variante du couplage en parallèle dans laquelle le transformateur comporte un enroulement

secondaire fractionné de telle façon que chaque valve débite sur un circuit assez résistant ou réactant pour fonctionner d'une manière presque individuelle.

18. **Rendement.** — Ce type de redresseur est, parmi les appareils statiques existants, celui qui assure le rendement le plus élevé aux basses tensions inférieures à 20 volts.

La valve étudiée en vue de présenter le minimum de résistance ohmique peut rendre 90 % facilement sous une dizaine de volts.

L'ensemble transformateur-redresseur d'une puissance de 12 à 15 watts utiles peut rendre de 35 à 50 % à deux ampères continus sous 6 volts (3 éléments en charge).

Ce rendement ne dépasse pas, aux puissances indiquées, 6,5 % pour les redresseurs à vapeur de mercure, 8 % pour les soupapes électrolytiques, 10 % pour les valves thermioniques remplies de gaz.

19. **Détection des ondes électromagnétiques.** — La détection des ondes reçues dans un circuit est possible à haute fréquence, en tenant compte des faits suivants :

1° La grandeur du courant alternatif est extrêmement faible.

2° La fréquence est très élevée.

3° La modulation facilement altérable.

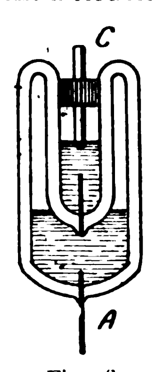


Fig. 16.

Le détecteur doit donc, pour fonctionner normalement :

1° Posséder une cathode à oxydation automatique (sans faire appel au courant).

2° Être de surface aussi réduite que possible pour être le plus fidèle qu'il se peut.

3° Ne pas se polariser à la manière d'un accumulateur électrochimique, ce qui entraînerait un aplatissement de la modulation, mais transformer le mieux possible les oscillations modulées en courant moyen.

Pour remplir ces desiderata, il faut que la cathode ait une forme analogue à l'électrode de l'interrupteur de Wehnelt.

Le métal colloïdal provoquant l'émission de la cathode ne sera pas de préférence de l'argent.

Je ne puis encore, pour des raisons de propriété industrielle, fournir toutes précisions sur l'appareil déjà réalisé. La figure 16 en donne la composition de principe.

Ce détecteur fonctionne sans source auxiliaire. Il est entièrement fermé à cause du danger présenté par le suspensoïde, très concentré. Sa sensibilité atteint celle des appareils à contact solide.

20. **Génération des oscillations électriques.** — Au voisinage de la tension de percement de l'oxyde, et quand cette couche d'oxyde se reforme rapidement, on peut faire de la génération de courants de fréquence élevée. La régularité de la fréquence et de la forme du courant périodique dépend principalement du choix de la cathode et de la concentration de l'acide. Je n'ai pas encore eu le temps ni les moyens d'approfondir le côté important des vario-conducteurs à colloïdes, mais il m'est arrivé maintes fois, moyennant des commencements d'électrocution, d'observer des surtensions périodiques de fréquence élevée, au primaire de transformateurs alimentant une charge d'accumulateurs.

21. **Amplification.** — En se tenant au point inférieur à celui de percement, moyennant un réglage potentiométrique précis, on peut

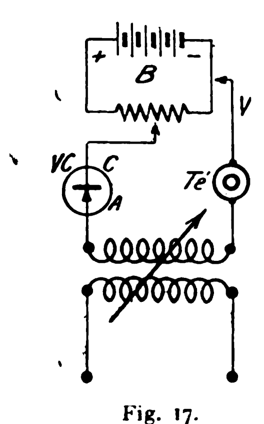


Fig. 17.

déterminer l'amorçage du courant inverse pour de très faibles variations de potentiel. Ces accroissements peuvent être fournis par l'injection de force électro-motrice à amplifier, par un procédé quelconque connu. La figure 17 montre un schéma qui m'a donné des résultats en

basse fréquence. Le courant à amplifier est envoyé dans le primaire P d'un transformateur, dont le secondaire est intercalé dans un circuit batterie-potentiomètre, vario-conducteur à colloïdes et téléphone.

Lorsque ces dispositifs seront bien au point, on pourra simplifier notablement les montages en radio-transmission.

Il suffit de quelques volts avec les métaux cathodiques que j'ai employés pour atteindre le point de fonctionnement.

Je n'ai pu malheureusement consacrer un temps bien grand à ces travaux, mes occupations étant déjà lourdement chargées par plusieurs études très différentes de celle-ci, mais j'espère arriver un jour à reproduire l'amplification en haute fréquence qui me paraît possible par un procédé analogue. Il est possible également de détecter et d'amplifier avec un même relais.

22. Analogie entre l'émission thermionique et l'émission à froid. — Il est possible, par une expérience simple, de mettre en relief le lien qui unit les phénomènes d'émission électronique à chaud, et ceux

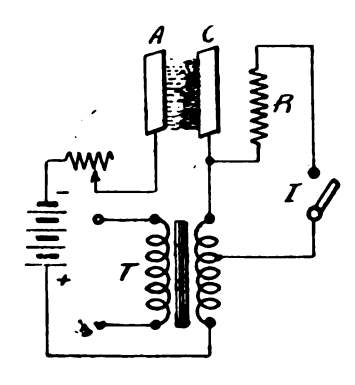


Fig. 18.

qui se présentent dans les valves à colloïdes, et, partant, dans les soupapes électrolytiques.

En ce qui concerne ces deux derniers types de redresseurs, on passe si facilement de l'un à l'autre qu'on ne peut mettre en doute leur similitude.

En partant d'une valve à colloïdes formée avec de l'acide orthophosphorique, en limitant cette quantité d'acide, l'eau de combinaison finit par se décomposer, et après un certain temps de fonctionnement, la valve se dessèche et cesse de conduire le courant.

Mais, si au moyen d'une source extérieure de chaleur, on élève la température des électrodes au-dessus de 200° C environ, on voit réap-

paraître la conductibilité unilatérale avec la même importance que dans le liquide, et le courant croît avec la température.

L'émission amorcée, il est possible d'entretenir le chauffage par effet Joule en débitant suffisamment sur la valve. Le phénomène est très durable, et cesse à chaque refroidissement pour se réamorcer à chaque élévation de température. Vers 700° C, on obtient une résistance minimum et le courant ne croît plus.

Le schéma de la figure 18 montre un mode de réalisation avec chauffage électrique préalable, qui a donné d'excellents résultats, mais qui, d'une simplicité moins grande que les dispositifs à valve froide ne présente qu'un intérêt démonstratif.

Que doit-on penser de ce passage de la conductibilité à froid avec liquide et à chaud sans liquide?

Il semble apparaître que l'émission électronique dépend considérablement du milieu immédiatement en présence avec la cathode, et que le rendement des tubes à vide est déplorable si on compare les quantités d'énergie qu'il faut perdre pour en tirer l'afflux d'électrons nécessaires pour conduire le courant à la perte insignifiante qu'on encourt dans les valves à colloïdes.

Et la conclusion réellement pratique de tout ceci est qu'une voie nouvelle s'ouvre immédiatement devant les récentes découvertes que je viens de vous exposer.

1° La suppression partielle ou totale des tubes électroniques en atmosphère raréfiée, pour la réception radiotélégraphique et radiotéléphonique, et celle de leur onéreux matériel d'alimentation et d'utilisation; leur remplacement par un relais simple à deux électrodes, détecteur-amplificateur, alimenté par un seul élément de pile et assurant le fonctionnement du haut-parleur.

2° L'amélioration du rendement des tubes électroniques par l'étude d'un milieu gazeux plus favorable à l'émission, ce qui est déjà entrepris avec succès à l'étranger.

Et je m'excuse de vous avoir présenté en une seule communication le fruit de trois années de travail, ce qui vous a obligés à une attention peut-être un peu pénible, ce dont je vous remercie.

H. André.



SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Suppression des convocations aux séances.

L'augmentation incessante des prix finit par transformer en lourdes charges les moindres frais; aussi la Société se voit-elle dans l'obligation de réaliser des économies pour essayer de maintenir le plus longtemps possible les cotisations à leur taux actuel.

Dans ce but, il ne sera plus envoyé de convocations pour les séances; ces convocations représentent en effet une dépense mensuelle d'environ 150 francs.

Les conférences et leurs dates seront indiquées dans la partie de *l'Onde Électrique* affectée aux communications de la Société pour le mois en cours et pour le mois suivant; les dates de toutes les séances seront rappelées à chaque fois.

Changements d'adresse.

Les sociétaires changeant d'adresse au cours de l'année sont priés d'accompagner leur demande de changement d'une somme de 1 franc. Il ne sera plus donné suite à aucune demande non accompagnée de cette somme.

Liste des nouveaux sociétaires

MM. Maurain (Charles), Professeur à la Faculté des Sciences, 83, rue Denfert-Rochereau, Paris-14ᵉ.

Guido (Maione), ingénieur électricien, Salvator Rosa, 133, Naples (35).

Rottier (Emile-François), industriel, Passo de Gracia, nº 7, Barcelone Apartado 935.

Société Anonyme « La Radiotechnique », 12, rue La Boétie, Paris-8ᵉ, *membre bienfaiteur.*

Boulay (Lucien), Lieutenant de vaisseau, Station de T. S. F. de Basse-Lande (Loire-Inférieure).

Compagnie des Lampes, 41, rue La Boétie, Paris-8ᵉ.

Gault (Paul), Directeur technique de la S. I. F., 76, route de Châtillon, Malakoff (Seine).

Cie des Téléphones Thomson-Houston, 173, boulevard Haussmann, Paris.

Sticca (Louis), lieutenant de vaisseau, Base Navale de Beyrouth (Syrie).

Hardy, capitaine, 34, rue du Peintre-Lebrun, Versailles (S.-et-O.).

Nonnet (Alphonse-Jean), ingénieur I. E. G., 3, rue Forest, Paris-18ᵉ.

Guernigou (Eugène), 4, rue des Beaux-Arts, Marseille (Bouches-du-Rhône).

Astoul (Germain), Route de Cos, Montauban (Tarn-et-Garonne).

Pailleret(Jean), 41, rue 1814, Toulouse (Haute-Garonne).

Nous tenons à remercier tout particulièrement la Société anonyme « Radiotechnique » qui, en s'inscrivant comme membre bienfaiteur, a montré l'attention qu'elle portait au développement de notre Société et a souligné l'intérêt technique de ses travauu.

PROCHAINE RÉUNION

MERCREDI 24 FÉVRIER 1926, A 20 H. 45

Salle de la Société d'Encouragement à l'Industrie Nationale,

44, RUE DE RENNES, 44

Communications.

Conférence de documentation par M. R. Jouaust.

Les progrès récents dans la construction et l'emploi des lampes à plusieurs électrodes.

Lois d'émission du tungstène pur et thorié. — Phénomènes de charge d'espace et d'émission secondaire. — Ondes ultra-courtes. — Nouvelles triodes puissantes d'émission. — Projections.

Communication de M. Jammet

Système de communications électriques secrètes.

Le problème du secret des communications en général. — Quelques mots sur les solutions précédentes. — Principe de la solution présentée. — Réalisation et premiers résultats obtenus. — Projections.

Date des réunions ultérieures.

Mercredi 17 mars 1926.
Mercredi 21 avril 1926.
Mercredi 19 mai 1926.
Mercredi 16 juin 1926.
Mardi 6 juillet 1926.

Réunion du mercredi 20 janvier 1926.

Conférence de documentation par M. P. David.

Les filtres électriques.

Coup d'œil général sur la théorie des filtres. — Filtres simples sans résistances. — Filtres composés. — Influence de la résistance ohmique. — Influence de l'appareil d'utilisation. — Résultats obtenus en pratique. — Projections et expériences.

Communication de M. Colmant.

Compte rendu d'études expérimentales sur la propagation des ondes courtes.

NÉCROLOGIE

Nous avons à déplorer la mort de l'un des fondateurs de notre Société, M. Pérot, professeur à l'Ecole Polytechnique, physicien à l'Observatoire de Meudon.

C'est un devoir pour nous de rappeler ici quelques-uns de ses nombreux travaux.

En collaboration avec M. Fabry, il imagina l'interféromètre différentiel qui permet d'atteindre une très grande précision dans toutes les mesures qui ont trait aux ondes lumineuses ou à leur utilisation. Il contribua également, au Bureau International des Poids et Mesures, à la mesure de la masse du décimètre cube d'eau et à la détermination du rapport des longueurs d'ondes lumineuses au mètre.

Dans ces dernières années, il fit à Meudon des observations très précises sur le spectre du soleil et vérifia ainsi le déplacement de ses raies vers le rouge, apportant ainsi un argument de plus à la théorie de la relativité.

Tout récemment, il imagina et fit construire un appareil très ingénieux pour mesurer la direction et l'intensité du champ magnétique terrestre.

Nous ne devons pas oublier non plus que pendant la guerre il s'est consacré avec une grande activité à tous les travaux entrepris à la Radiotélégraphie militaire pour perfectionner notre technique. On lui doit en particulier un système remarquable pour piloter les navires à la mer ; ce système était destiné à la navigation des convois de navires marchands qui devaient faire route, sans feux, pendant la nuit.

C'est lui enfin qui, avec M. Jouaust, mit en train à Meudon les mesures du rayonnement et des déviations des ondes électromagnétiques.

Avec M. Pérot, nous avons perdu un ami sincère, parfaitement au courant de toutes les questions qui intéressent notre Société et qui, s'il ne pouvait pas suivre régulièrement nos réunions en raison de son état de santé, nous donnait les conseils les plus utiles.

C'est lui qui présida notre Assemblée Constitutive et nous pensons rendre hommage à sa mémoire en répétant quelques-unes des paroles qu'il prononça alors :

« Mais il est aussi un but que notre Société doit atteindre. Elle doit être la tribune des ingénieurs et des savants qui viendront y exposer

leurs idées, faire part de leurs découvertes, et elle doit, à l'exemple des Sociétés sur le modèle desquelles elle est fondée, Société de Physique, Société Française des Electriciens, Société des Ingénieurs Civils, être la cause de ces échanges d'idées toujours si fructueux pour la science.

« L'écriture ne remplace pas la parole; celle-ci, plus spontanée, moins châtiée, est souvent plus expressive par ses imperfections mêmes, et le sentiment profond de l'orateur se saisit certes mieux que celui de l'écrivain. « Les mots passent, mais l'impression demeure », pourrait on dire.

« C'est dans ces causeries, ces communications, parfois, sans doute même, ces conférences, que nos idées s'échangeront et que de nouvelles voies s'ouvriront à nous ; il serait bon, je crois, et je me permets de vous suggérer cette idée, qu'à l'instar de la Société des Ingénieurs civils, notre Société organisât des discussions sur de grands sujets et même falicitât les remarques sur les causeries que nous entendrons. Les échanges de vues amènent l'intimité et les communications faites perdront le tour un peu pédagogique vers lequel elles tendraient fatalement pour garder un caractère moins austère et, partant, plus attrayant.

« La Société vivra alors d'une vie intense et fructueuse. »

Nous adressons à la famille de M. Pérot l'hommage de nos sentiments respectueux et attristés.

INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Modifications dans la transmission des signaux horaires par les stations radiotélégraphiques françaises. — A dater du 1er janvier 1926, la station de Lyon la Doua (YN), n'émettra plus aucun signal horaire.

Les stations de Croix d'Hins (LY) et de la Tour Eiffel (FL) assureront, seules, ce service avec l'horaire ci-dessous.

Heures T. M. G.	Nature des émissions.	Postes émetteurs.	Caractéristiques techniques.
7 h. 56, 05 à 8 h. 00	Signaux automatiques internationaux.	Croix d'Hins	18.900 m. entretenues arc ou alternateur.
8 h. 01 à 8 h. 06	Signaux horaires scientifiques (Rythmés).		
8 h. 06, 05 à 8 h. 08	Envoi des heures des signaux rythmés émis par Croix d'Hins, 24 heures avant.	Tour Eiffel	2.650 m. étincelles 75 m. entretenues, 32 m. lampes.
9 h. 26, 05 à 9 h. 30	Signaux automatiques internationaux.	Tour Eiffel	2.650 m. étincelles.
19 h. 56, 05 à 20 h. 00	Signaux automatiques internationaux.	Croix d'Hins	18.900 m. entretenues arc ou alternateur.
20 h. 01 à 20 h. 06	Signaux horaires scient. (Rythmés).		
20 h. 06, 05 à 20 h. 08	Envoi des heures des signaux rythmés émis par Croix d'Hins, 24 heures avant.	Tour Eiffel	75 m. entretenues. 32 m. lampes.
22 h. 45	Sign. semi-automatiques, tops à 22 h. 45, 22 h. 47, et 22 h. 49.	Tour Eiffel	2.650 m. étincelles.

Notes. — 1° Les émissions de FL à 9 h. 30 et 22 h. 45 seront supprimées dans trois ou quatre mois. Les émissions à étincelles de la Tour Eiffel pourront être remplacées prochainement par des émissions à ondes entretenues modulées. A ce moment, la Tour Eiffel enverra aussi les signaux horaires de 19 h. 57 à 20 heures sur 2.650 mètres de longueur d'onde (entretenues modulées).

2° Après quelques mois d'essais, une des deux émissions à ondes très courtes (75 m. et 32 m.) sera supprimée, la meilleure des deux choisie par expérience et après avis des intéressés, étant seule conservée.

MODIFICATIONS APPORTÉES AUX SIGNAUX

Signaux horaires automatiques internationaux. — Les trois traits qui sont émis actuellement à la fin de chacune des minutes seront remplacés par six points, dont le commencement tombera aux secondes 55, 56, 57, 58, 60, et de telle sorte que le début du dernier point de chacune des trois séries de points, donnera en heures de temps moyen de Greenwich ;

soit {07 h. 58, 19 h, 58, 09 h. 28} soit {07 h. 59, 19 h. 59, 09 h. 29} soit {08 h. 00, 20 h. 00, 09 h. 30}

suivant l'émission considérée et le signal préliminaire.



Signaux horaires scientifiques (battements rythmés). — L'intervalle des battements sera réglé de manière qu'il y ait 61 battements en 60 secondes de temps moyen.

Les battements N° 1, 62, 123, 184, 245 et 306, seront constitués par des traits d'une durée de 0,4 secondes environ. Les débuts de deux traits consécutifs seront donc exactement espacés d'une minute de temps moyen.

L'émission sera réglée de telle sorte que les débuts de ces traits tombent aux heures exactes (T. M. G) ci-après :

08 h. / 20 h.	01 m. 0 s.	08 h. / 20 h.	02 m. 0 s.
08 h. / 20 h.	03 m. 0 s.	08 h. / 20 h.	04 m. 0 s.
08 h. / 20 h.	05 m. 0 s.	08 h. / 20 h.	06 m. 0 s.

Les traits sont destinés à rendre plus faciles l'application de la méthode des coïncidences ainsi que les mesures des enregistrements des signaux. Ils permettront également d'utiliser, éventuellement dans certains cas, les signaux scientifiques comme signaux horaires ordinaires.

L'heure en temps moyen de Greenwich extrapolée des signaux 1 et 306 (début) sera transmise lentement et répétée trois fois dans les conditions suivantes :

Si le signal considéré 1 ou 306 a été passé en retard de 0 s. 14 par exemple, on transmettra la seconde et fraction de seconde du retard, c'est-à-dire dans l'exemple considéré, les trois chiffres : 014.

Si au contraire le signal a été passé trop tôt de 0 s. 09 par exemple, on transmettra le complément, c'est-à-dire les trois chiffres 991.

Tous renseignement relatifs à ces nouvelles émissions figurent dans la Circulaire N° 5 du 8 décembre 1925 du Bureau International de l'Heure (Observatoire de Paris (France).

Examen d'aptitude à l'emploi de radiotélégraphiste de bord. — Des sessions d'examen auront lieu au Havre, les 16 et 17 février 1926 ; à Saint-Nazaire, les 2 et 3 mars ; à Paris, les 16, 17 et 18 mars.

Les candidats se réuniront : pour Le Havre, 2 *bis*, rue d'Estimauville ; pour Saint-Nazaire, à la Chambre de Commerce ; pour Paris, à la Direction de la T. S. F., 5, rue Froidevaux.

Ils devront être munis de papier, porte-plume et encre.

L'examen commencera à 9 heures.

Les dossiers des candidats, *complets* et *réguliers*, constitués *conformément à l'article 8 de l'arrêté du 16 novembre 1923*, devront parvenir au moins dix jours avant la date fixée pour l'examen au Service de la Télégraphie sans fil, 5, rue Froidevaux, Paris (XIVe). *Passé ce délai, les déclarations de candidatures ne seront plus acceptées.*

Les candidats qui se sont présentés aux examens antérieurs et dont les dossiers sont en instance au Service de la Télégraphie sans fil, transmettront simplement leurs demandes dûment établies sur papier timbré à 2 fr. 40, en rappelant que les autres pièces ont été adressées antérieurement, et en indiquant à nouveau la classe du certificat à laquelle ils prétendent.

Si les candidats sont déjà titulaires d'un certificat de radiotélégraphiste de bord (2e classe A, 2e classe B, écouteur), mention devra en être faite également sur la demande.

Demande d'emploi.

Monteur ayant déjà travaillé dans la construction des postes, désire trouver emploi de monteur ou travail à façon.

Écrire à M. Trogneux, 31. rue Marjolin, Levallois-Perret (Seine).



SUR LA PROPAGATION DES ONDES COURTES ÉMISES A BORD DU « JACQUES CARTIER » (1).

par MM. le général DELCAMBRE et Robert BUREAU

SOMMAIRE. — Au cours de six voyages entre la France et l'Amérique du Nord, le « Jacques Cartier » a transmis en France des radiogrammes météorologiques sur ondes très courtes. La nuit est, en général, plus favorable que le jour. Cependant, dans certains cas, des communications très lointaines ont été obtenues avec des trajets de l'onde accomplis presque totalement de jour, et, dans d'autres cas, aucune liaison n'a été possible avec des trajets entièrement nocturnes.

Aux environs du lever du soleil en France, l'arrivée du jour paraît être suivie, en général, d'une interruption des réceptions à grande distance. La portée de certaines ondes, à certaines heures, semble indépendante de la saison.

Des influences géographiques considérables se sont manifestées, soit dans l'Atlantique, le Golfe du Mexique et la Mer des Antilles, soit dans le Pacifique oriental. Il y a des régions d'où certaines ondes semblent ne pouvoir parvenir en France.

Les ondes peuvent s'altérer en cours de route. Cette altération, se manifestant successivement dans différents postes récepteurs, semble attribuable à des phénomènes d'ordre météorologique. Les recherches météorologiques sur la propagation des ondes nécessitent l'organisation d'un réseau d'observations synoptiques.

I. — LES ÉMISSIONS DU « JACQUES CARTIER ».

1. **Les voyages.** — Du 28 octobre 1924 au 17 décembre 1925 le « Jacques Cartier » a assuré, au cours de cinq voyages aller et retour accomplis entre l'Amérique et la France, des émissions météorologiques à heures fixes à l'aide d'un poste émetteur de courte longueur d'onde. Le travail ci-après expose les résultats qui ont été obtenus, ainsi qu'un essai de classification des phénomènes observés.

2. **Le matériel employé.** — Le poste émetteur installé à bord du « Jacques Cartier » a été construit, pour l'Office National Météorologique, par le Service de la Radiotélégraphie Militaire. Il comporte six lampes d'émission à montage symétrique; il utilise l'antenne du bord; le chauffage des filaments est assuré au moyen de batteries d'accumulateurs fer-nickel; la tension plaque est procurée par un transforma-

(1) Communication faite à la deuxième Commission du Comité français de radiotélégraphie scientifique le 21 octobre 1925 et développée depuis. — Des communications relatives au même sujet ont été faites à la Société Météorologique de France le 8 décembre et à la Société des Amis de la T. S. F. le 16 décembre 1925.



teur; le primaire du transformateur est branché sur un alternateur de 600 périodes et de 250 volts; le secondaire donne une tension de 1.800 volts environ; le courant fourni par le secondaire est appliqué directement sur les plaques sans redressement ni filtrage; l'intensité du courant plaque est d'environ 8/10 d'ampères.

Les postes récepteurs qui ont été utilisés à bord du « Jacques Cartier », ainsi que les postes récepteurs terrestres qui écoutaient le navire, étaient presque tous des détectrices à réaction suivies d'un ou deux étages de basse fréquence. Ils utilisaient tous une antenne désaccordée. Depuis octobre, l'un des postes récepteurs utilise un montage à super-réaction. L'intensité n'était pas mesurée au poste récepteur, aucun dispositif n'étant prévu dans ce sens; on désirait simplement, en effet, recevoir les textes des messages transmis et voir dans quelle limite de distances et d'heures ces textes seraient utilisables.

3. **Les programmes successifs d'émissions sur ondes courtes.** — Le tableau 1 donne les détails des horaires adoptés pour les émissions sur ondes courtes de différentes longueurs d'ondes, dans la suite des voyages accomplis depuis le mois d'octobre 1924.

Voici dans quelles conditions des horaires successifs ont été établis :

a) *Les heures d'émissions étaient fatalement limitées aux intervalles laissés libres par les réceptions ou les émissions obligatoires du « Jacques Cartier » sur ondes ordinaires ;*

b) *Celles des émissions les plus longues ont été choisies de manière à faire parvenir en France, aussi rapidement que possible, l'ensemble des renseignements météorologiques intéressants pour la prévision du temps.* Cette considération a toujours fait rechercher une première transmission dans l'après-midi ou dans la soirée avant 21 heures et une seconde transmission dans la dernière partie de la nuit, autant que possible avant 7 heures (1).

c) *On a tenu compte des propriétés mêmes de la propagation des ondes courtes.*

4. **Premier voyage (du 30 octobre 1924 au 31 janvier 1925).** — Au premier voyage, l'onde utilisée fut uniquement celle de 115 mètres. Le premier horaire contenait les émissions réparties à peu près régulièrement à tous les moments du jour et de la nuit, afin de ne rien préjuger des résultats qui allaient être obtenus. Ce programme fut d'ailleurs remanié et simplifié au cours du voyage en tenant compte des résultats au fur et à mesure qu'on les enregistrait. Le programme du

(1) Toutes ces heures sont en temps moyen de Greenwich.

TABLEAU I

Horaires successifs du « Jacques Cartier » sur ondes courtes.

Dates.	Itinéraires.	Longueurs d'onde.	Heures d'émission (Greenwich).
30 octobre 1924. . 19 novembre 1924	Bordeaux, Fort-de-France, Panama.	115 m	04 h 30, 07 h 00 11 h 50, 15 h 45 16 h 20, 17 h 55, 20 h 30, 21 h 20
19 novembre 1924. 10 janvier 1925 . .	Panama-Vancouver-Panama.	d°	02 h 30, 04 h 30, 07 h 00
	Panama, Le Havre : jusqu'au 75° méridien	d°	01 h 00, 04 h 30, 07 h 00
	du 75° au 60° —	d°	22 h 30, 01 h 00, 04 h 30, 07 h 00
	du 60° au 45° —	d°	20 h 30, 22 h 30, 01 h 00, 04 h 30, 07 h 00.
11 janvier 1925 . . 31 janvier 1925 . .	du 45° au 35° —	d°	18 h 15, 20 h 30. 01 h 00, 04 h 30, 07 h 00
	du 35° au 20° —	d°	15 h 45, 16 h 20, 18 h 15, 20 h 30, 01 h 00, 04 h 30, 07 h 00
	du 20° à France	d°	12 h 55, 15 h 45, 16 h 20, 18 h 15, 20 h 30 01 h 30, 04 h 30, 07 h 00
20 février au 11 mars 1925.	Le Havre, Galveston (route Sud)	115 m	04 h 30, 06 h 00, 06 h 30
20 février au 1er mars 1925.	d°	48 m	08 h 45, 16 h 20, 18 h 40, 20 h 15
2 au 11 mars 1925.	d°	62 m	20 h 15
17 mars au 4 avril 1925.	Pensacola, Le Havre (route Nord)	115 m 62 m	04 h 30, 06 h 00, 06 h 30 08 h 45, 16 h 20, 18 h 40, 20 h 15
26 avril au 11 mai 1925.	Le Havre Mobile (route Sud)	115 m 31 m	00 h 15, 03 h 05, 04 h 20 16 h 20, 20 h 15
24 mai au 9 juin 1925	Nouvelle-Orléans, Le Havre (route Nord)	115 ou 31 m 31 ou 21 m 31 m 21 m	00 h 15, 03 h 05, 04 h 20 16 h 20 20 h 15 06 h 50
10 au 30 août 1925.	Le Havre Mobile (route Sud)	31 m	03 h 40, 12 h 40, 15 h 40, 19 h 40, 24 h 40
16 septembre au 7 octobre 1925 .	Mobile Le Havre (route Nord)	31 m	03 h 40, 12 h 40, 15 h 40, 19 h 40, 24 h 40
26 octobre au 14 novembre 1925	Le Havre, Pensacola (route Sud)	31 m	03 h 40, 06 h 30, 16 h 40, 20 h 15
1er au 17 décembre 1925	Galveston. Le Havre	31 m	03 h 40, 06 h 00, 16 h 40, 20 h 15

voyage retour fut fixé en utilisant l'expérience acquise au cours du voyage aller (1).

5. **Deuxième voyage (du 20 février au 4 avril 1925).** — L'onde de 115 mètres avait permis l'écoulement des renseignements météorologiques dans la seconde partie de la nuit. Mais, sauf dans les eaux orientales de l'Atlantique, elle n'offrait pas de moyen de liaison utilisable dans l'après-midi et dans la soirée ; c'est pourquoi on essaya, dès le second voyage, une onde plus courte pour réaliser cette liaison, tout en conservant l'onde de 115 mètres pour les heures où elle s'était révélée favorable. Les secondes ondes utilisées furent 48 mètres à l'aller du second voyage et 62 mètres au retour ; l'une et l'autre fournirent à peu près les mêmes résultats. S'ils étaient un peu meilleurs que ceux obtenus sur l'onde de 115 mètres, ils étaient encore loin cependant de fournir la solution désirée.

6. **Troisième voyage (du 26 avril au 9 juin 1925).** — Aussi pour le troisième voyage essaya-t-on une onde plus courte encore (31 mètres). Cette fois, les émissions de l'après-midi parvinrent en France pendant plus de la moitié de la traversée de l'Atlantique et les émissions du soir, jusqu'à l'arrivée du « Jacques Cartier » en Amérique. Ces résultats étaient d'autant plus remarquables qu'on se trouvait alors dans les jours les plus longs de l'année.

7. **Quatrième voyage (du 10 août au 7 octobre 1925).** — Au cours du quatrième voyage la station météorologique du « Jacques Cartier » ne fonctionna pas et les recherches faites à bord eurent uniquement pour objet des essais radiotélégraphiques. On chercha à élucider les deux points suivants qui avaient une grande importance au point de vue pratique et au point de vue financier :

a) Est-il possible d'obtenir des transmissions aussi bonnes en utilisant quatre ou même deux lampes au poste émetteur au lieu de six ?

b) Peut-on employer des émissions de 31 mètres la nuit, et le matin aussi bien que le soir, de manière à éviter d'avoir deux fois par jour à transformer le poste émetteur pour passer d'une onde sur une autre ?

Les essais accomplis du milieu d'août au milieu d'octobre donnèrent des résultats satisfaisants ; l'émission sur deux lampes était aussi bonne, sinon meilleure, que l'émission sur six lampes et, d'autre part, l'onde de 31 mètres parvenait en France la nuit et le matin aussi bien que l'avait fait autrefois l'onde de 115 mètres.

(1) Expérience d'ailleurs tout à fait insuffisante, mais dont il fallait se contenter à cette époque, car les résultats obtenus peuvent différer de beaucoup d'un voyage à l'autre, ainsi que nous le verrons plus loin.

8. Cinquième voyage (du 26 octobre au 17 décembre 1925). — Le programme du cinquième voyage fut donc établi en tenant compte de ces résultats : on employa à bord du « Jacques Cartier » une seule onde 31 mètres avec deux lampes seulement au poste émetteur. D'autre part, des émissions sur ondes courtes furent faites également sur le croiseur « Jeanne d'Arc ». Les résultats du voyage aller fournirent, à peu près, les résultats espérés, à part une irrégularité dans les transmissions de nuit sur 31 mètres. Il en fut autrement pendant le voyage retour au cours duquel les émissions sur 31 mètres la nuit et le matin ne parvinrent jamais en France. Elles furent cependant très bien reçues au Maroc.

9. Sixième voyage (départ du Havre le 30 décembre 1925). — Aussi, pour le sixième voyage, a-t-on pris la précaution de réinstaller à bord du « Jacques Cartier » un poste émetteur sur ondes plus longues (75 mètres). Comme l'expérience montre que deux lampes suffisent pour l'émission, on a aménagé deux postes à deux lampes travaillant, l'un sur 33 mètres et l'autre sur 75 mètres. Ces émissions ne fonctionneront simultanément qu'au septième voyage. Le temps très bref dont on a disposé entre le cinquième et le sixième voyage a simplement permis de réaliser une installation permettant de passer très rapidement d'une onde sur une autre. On espère se mettre ainsi à l'abri des anomalies qui peuvent affecter, à certaines heures, soit les ondes trop longues, soit les ondes trop courtes. Il semble bien en effet que l'on ait intérêt à raccourcir la longueur d'ondes pour les transmissions de l'après-midi et du soir et à l'allonger pour les transmissions de la nuit et de la matinée.

Plusieurs essais, sur d'autres longueurs d'ondes et à d'autres heures, ont été tentés, soit dans l'intervalle des deux traversées transatlantiques au cours de brefs voyages entrepris par le « Jacques Cartier » vers les ports de la Mer du Nord, soit au cours même des traversées transatlantiques. Ces essais étaient principalement destinés à des mises au point sur différentes longueurs d'ondes (17 mètres, 24 mètres, etc...).

II. — L'INFLUENCE DE L'HEURE DU JOUR

10. L'extinction quotidienne. — Cette influence de l'heure du jour a toujours été observée, quelle que soit la longueur d'onde et quel que soit l'emplacement du navire. Il y a toujours eu des heures de la journée pendant lesquelles il était impossible d'entendre le « Jacques

Cartier » en France. Il en était de même, pour la réception à bord du « Jacques Cartier », des radiogrammes météorologiques sur ondes courtes émis en France.

L'heure la plus défavorable pour les transmissions a été celle qui se rapprochait de midi, comme si le méridien du midi local était un obstacle à la propagation.

11. **L'action favorable de la lumière.** — Il n'en faudrait pas pourtant conclure que c'est la présence de la lumière du soleil qui est un obstacle *direct* à la propagation des ondes et que, par suite, la meilleure transmission a lieu quand l'onde suit un trajet uniquement nocturne. Voici quelques faits qui montrent le contraire.

Premier fait. — En novembre 1924, pendant que le « Jacques Cartier » se rendait de la Martinique à Panama et de Panama à Los Angelès, les émissions sur 115 mètres de 7 heures du matin (Greenwich) ont été reçues sans aucune difficulté pendant plus de huit jours consécutifs dans la Mer des Antilles et le long des côtes pacifiques de l'Amérique Centrale. Par contre, dans la même période, l'émission de 04 h. 30 a été reçue convenablement un jour seulement. Elle était d'ailleurs beaucoup plus faible que celle de 07 h. 00 du même jour. Or, l'heure *locale* du poste émetteur était toujours postérieure, en ce moment, à 01 h. 00 pour l émission de 07 h. 00 (Greenwich) et à 22 h. 00 pour l'émission de 04 h. 30 (Greenwich). L'émission de 04 h. 30 (Greenwich) effectuait donc un trajet entièrement nocturne, alors que l'émission de 07 h. 00 (Greenwich) terminait son trajet de jour. Cette émission était assez longue, et fut prolongée plusieurs fois jusqu'à 07 h. 45, sans que la réception devînt plus mauvaise. Dans ce cas, donc, une émission de trajet entièrement nocturne ne parvint que difficilement en France, alors qu'une émission dont le trajet se terminait de jour y parvenait avec une grande facilité.

Deuxième fait. — Au mois de mai 1925, l'émission de 20 h. 15 (Greenwich) assurée par le « Jacques Cartier » sur 31 mètres, fut reçue de plus en plus fortement par différents postes de la région parisienne au fur et à mesure que le « Jacques Cartier » se rapprochait du golfe du Mexique.

La veille de l'arrivée dans les parages des îles Bahamas, le 9 mai, l'émission de 20 h. 15 fut entendue très puissante à Paris. Seuls les atmosphériques très violents, qui sévissaient ce soir-là en France, gênèrent fortement la lecture du message. Dans cette émission, le trajet parcouru par l'onde pour arriver en France fut accompli le jour sur la majeure partie du parcours. L'heure *locale* de l'émission était

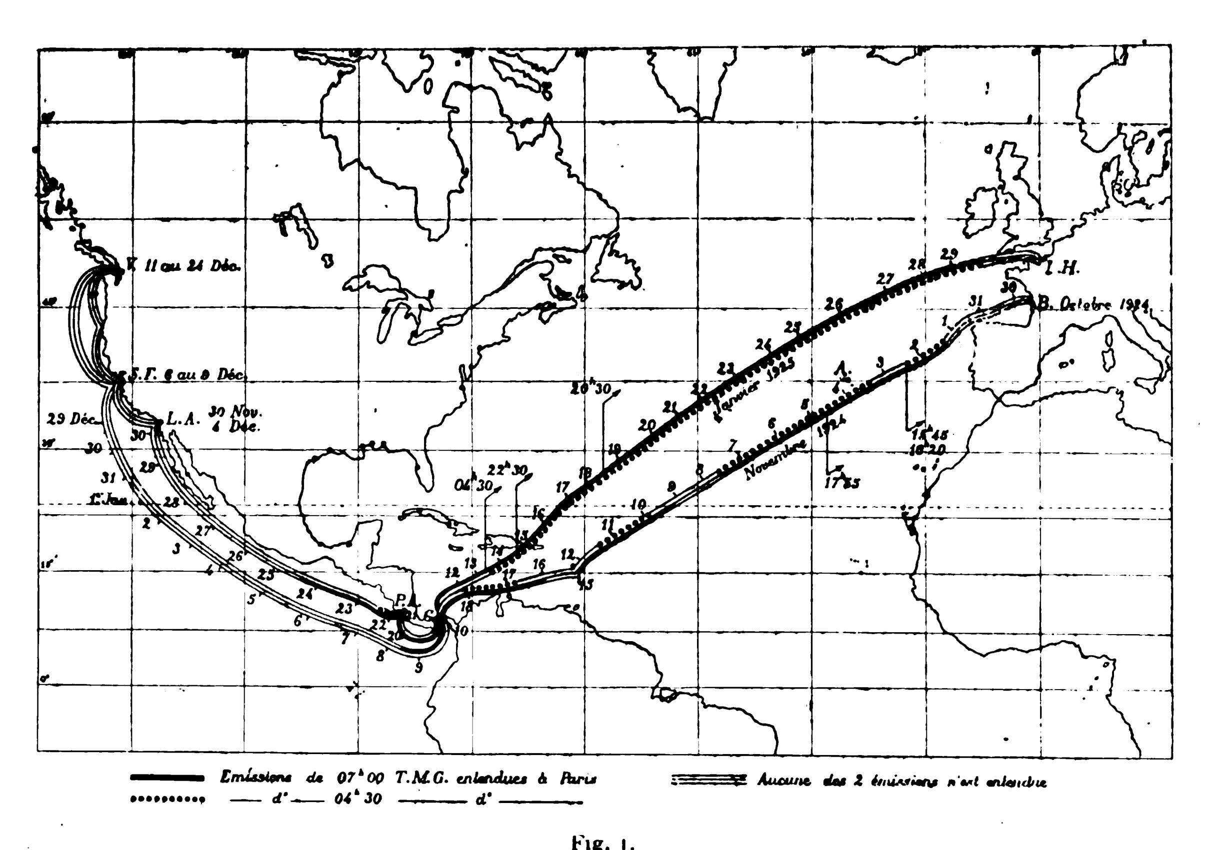


Fig. 1.

Onde 115 mètres. — Portées observées à 04 h 30 et à 08 h 00 Greenwich.

alors 15 h. 15 et la séparation entre le jour et la nuit ne se trouvait à moment qu'au large des côtes d'Europe.

Troisième fait. — Des émissions ont été assurées sur l'onde de 31 mètres pendant trois voyages aux environs de 17 h. 00 (Greenwich). Elles ont été entendues en France pendant la partie orientale de la tra-

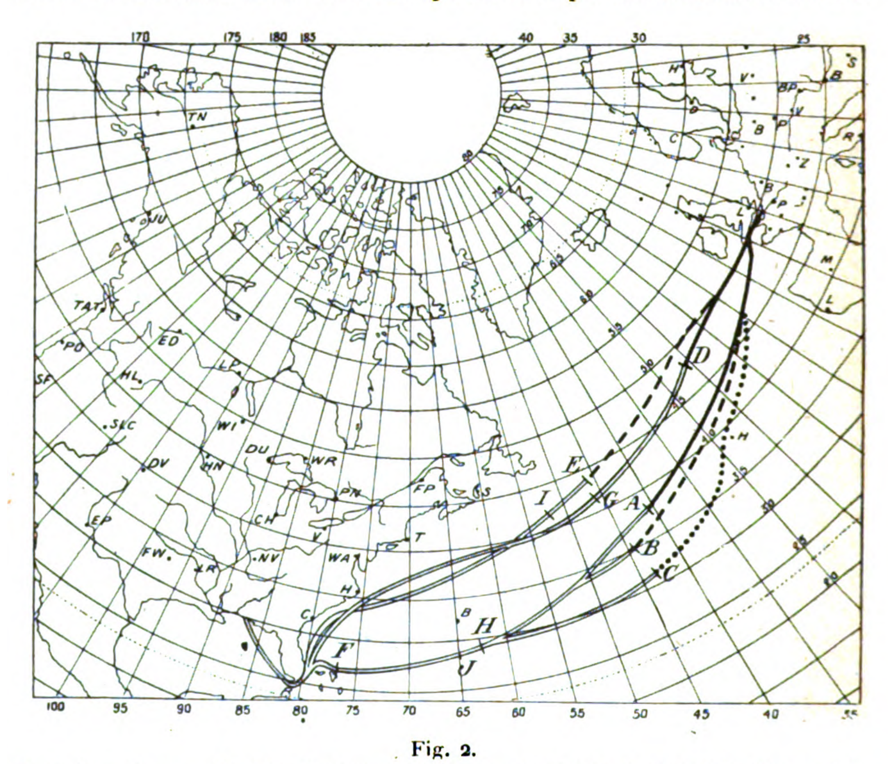


Fig. 2.

Onde 31 mètres. — Portées limites aux environs de 17 h 00 et de 20 h 30 Greenwich.

Points au delà desquels l'émission du « Jacques Cartier » n'a plus été entendue en France

A = 2 Mai 1925, 16 h 20	F = 9 Mai 1925, 20 h 15
B = 20 Août — 17 h 40	G = 3 Juin — 20 h 15
C = 6 Nov. — 16 h 40	H = 24 Août — 20 h 40
D = 7 Juin — 16 h 20	I = 29 Sept. — 20 h 40
E = 30 Sept. — 17 h 40	J = 9 Nov. — 20 h 15

Parcours le long desquels l'émission de 17 h environ a été entendue en France.

[trait plein] Avril, Mai, Juin.
[tirets] Août, Septembre, Octobre
[pointillé] Octobre, Novembre

Parcours le long desquels l'émission de 17 h environ n'a pas été entendue en France.

[double trait]

versée, puis *brutalement*, elles disparurent et il ne fut plus possible de les recevoir pendant que le « Jacques Cartier » naviguait dans la moitié ouest de l'Océan. On pourrait s'attendre à ce que des émissions, faites sur la même longueur d'onde et à la même heure, soient suivies beaucoup plus loin en hiver qu'en été. Puisqu'une émission

sur 31 mètres assurée à 20 h. 15 à la fin de mai était suivie jusqu'à la Floride, il n'était pas absurde de penser qu'une émission sur 31 mètres, à 16 h. 40, au mois de novembre, donnerait des résultats du même ordre. Or, il n'en a rien été. L'émission de 16 h. 40 au mois de novembre a cessé d'être entendue à une distance presque identique à celle à laquelle elle avait cessé d'être entendue à 16 h. 20 à la fin de mai; l'émission de 17 h. 40 a disparu au mois d'août presque à la même distance; il en fut de même de l'émission de 17 h. 40 au mois de septembre et de l'émission de 16 h. 40 au mois de décembre. Comme les ondes courtes nous ont habitués aux fantaisies les plus extraordinaires et à des variations d'une très grande amplitude d'un jour à l'autre, la régularité dans la distance à laquelle une émission sur 31 mètres disparaît ou réapparaît aux environs de 17 h. 00 en est tout à fait remarquable.

On pourrait glaner encore des constatations du même ordre dans l'ample moisson de faits recueillis à l'occasion des voyages du « Jacques Cartier ». Nous nous bornerons aux trois précédentes, relatives à des longueurs d'ondes très différentes et à des phénomènes constatés en été comme en hiver, au milieu de l'Atlantique comme dans le Pacifique.

12. **L'action défavorable de la lumière.** — On ne peut donc attribuer, au seul fait de la présence ou de l'absence de la lumière, une action directe et simple sur l'impossibilité ou la possibilité de la transmission. Il est cependant des cas où l'action du jour et de la nuit est particulièrement nette.

Les réceptions excellentes réalisées peu après le lever du soleil en France ne pouvaient jamais être poursuivies très longtemps ; une demi-heure ou une heure environ après le lever du soleil, elles commençaient à faiblir et disparaissaient peu à peu. En janvier 1925, le « Jacques Cartier » transmit un jour sans interruption, de 7 heures à 9 heures, sur 115 mètres de longueur d'ondes et fut écouté à Paris pendant toute cette transmisssion. L'onde faiblit à partir de 7 h. 20; elle était encore lisible à 7 h. 50, mais elle continua à s'affaiblir régulièrement et, à partir de 8 heures, il devint impossible de lire le texte. Cependant le lecteur put suivre l'émission qui continua à devenir de plus en plus faible jusqu'à la disparition complète vers 9 heures. Ce jour-là l'onde fut, à la réception, d'une stabilité parfaite et il ne fut signalé aucune des variations, ni aucune des irrégularités dont il sera parlé plus loin. Cette seule expérience suffit donc déjà à montrer que les variations et les irrégularités constatées parfois dans la réception

des ondes courtes sont provoquées par une cause différente de celle qui amène la disparition quotidienne de l'onde peu après le lever du soleil en France.

Au cours du second voyage, en mars-avril 1925, il se trouva qu'une des plus longues émissions du « Jacques Cartier » fut à cheval pendant plus de huit jours consécutifs sur le moment où l'onde disparaissait. Grâce à cette heureuse circonstance, il fut possible de noter, plusieurs jours de suite, les heures exactes de la disparition de l'onde (115 mètres) : ces heures ont varié très peu d'un jour à l'autre, ainsi que le montre le tableau 2. On avait déjà relevé un certain nombre d'heures de disparition au cours du premier voyage (janvier). On en constata également au cours du troisième. Il apparut ainsi très nettement que cette heure devenait de plus en plus matinale au fur et à mesure que les jours s'allongeaient [1]. Tout se passait donc alors comme si la lumière du soleil commandait directement l'arrêt de la propagation.

TABLEAU II

Disparitions matinales en mars et avril 1925 (115 mètres).

Jour.	Heure (Greenwich).	Emplacement du « Jacques Cartier ».	
		Latitude N.	Longitude W (Greenwich).
26 mars 1925 .	06 h 45	37°	65°
27 — .	06 h 55	38°	57°
28 —	06 h 45	39°	53°
29 — .	07 h 10	40°	47°
30 — .	07 h 00	43°	42°
31 — .	Pas de disparition avant 06 h 52	44°	38°
1er avril 1925. .	07 h 00	46°	32°
2 — . .	Pas de disparition avant 07 h 00	47°	26°
3 — . .	d°	48°	18°
4 — . .	d°	48°	10°

Au retour du dernier voyage, l'onde de 31 mètres fut utilisée certains jours pour assurer des transmissions aux environs du lever du soleil et on fut amené ainsi à constater que, elle aussi, disparaissait peu après le lever du soleil, dans des conditions analogues à celles de l'onde de 115 mètres. Cette disparition était légèrement plus tardive

(1) Janvier 08 h. 40. — Fin février 07 h. 30. — Fin avril 07 h. 00. — Début mai 05 h. 20. — Début juin 04 h. 40 (heures Greenwich).

que celle de l'onde de 115 mètres. Ces constatations n'ont été faites que peu de fois, étant donné le faible nombre de jours où l'onde de 31 mètres a été employée dans les émissions matinales. Comme les émissions assurées le matin à 08 h. 45 sur 31 mètres de longueur d'onde, au printemps et au début de l'été, ne sont jamais parvenues en France, il semble bien que l'onde avait déjà disparu à ce moment.

Il faut cependant se garder de généraliser : en effet, dans la deuxième partie du mois d'août, une émission sur 31 mètres à 08 h. 40 fut entendue jusqu'au moment où le « Jacques Cartier » se trouva à la longitude des Bermudes. Au cours de ce voyage, l'émission qui fut entendue le plus longtemps fut celle de 00 h. 40, mais elle ne le fut qu'un jour de plus que l'émission de 08 h. 40. Il semble donc bien que l'on ait eu affaire au mois d'août à un régime de propagation entièrement différent de ceux qui avaient été observés peu après le lever du soleil, au cours des voyages précédents.

13. **Résumé.** — *En résumé*, l'heure d'apparition de l'onde d'après-midi semble varier dans des limites beaucoup plus étendues que l'heure de disparition de l'onde le matin, et surtout, elle semble dépendre beaucoup plus de la longueur d'onde (1). Le fait le plus curieux est certainement la fixité remarquable de la distance à partir de laquelle une émission sur 31 mètres assurée aux environs de 17 h. 00 cesse d'être perçue en France quelle que soit la saison.

III. — LES INFLUENCES GÉOGRAPHIQUES

14. **Premier exemple d'influence géographique.** — L'emplacement du « Jacques Cartier » peut avoir une influence prédominante sur la manière dont les transmissions sont reçues en France. En voici un cas particulièrement net :

Au cours du premier voyage (fig. 1) de France à Vancouver et retour par le canal de Panama, certaines émissions ont été entendues, chaque jour, en France, jusqu'au moment où le « Jacques Cartier » s'est trouvé au sud de l'isthme de Téhuantépec ; puis, ayant faibli très rapidement, elles ont été encore entendues, mais à peine soupçonnées, pendant deux ou trois jours. Ensuite il devint impossible de recevoir aucune émission en France durant six semaines. Pendant cette même période, le « Jacques Cartier » n'entendit pas

(1) A ce propos, il faut noter que, même sur l'onde de 115 mètres, on a obtenu parfois, dans le courant de la soirée, des transmissions à très grande distance. Voir par exemple sur la figure 1 les émissions de 22 h. 30 et de 20 h. 30 en janvier 1925.



non plus les émissions sur ondes courtes de la Tour Eiffel. L'onde du « Jacques Cartier » fut de nouveau entendue en France au retour, dès que le navire arriva dans le golfe de Panama. De même le « Jacques Cartier » recommença à entendre les émissions sur ondes courtes de la Tour Eiffel dès qu'il parvint au sud de l'isthme de Téhuantépec. L'impossibilité continue d'une liaison sur ondes courtes durant six semaines soit dans un sens, soit dans l'autre, montre bien qu'il ne s'agit pas là d'une variation accidentelle analogue à celles qui rendirent la réception impossible certains jours, à certaines heures, au cours de divers voyages; il semble légitime d'attribuer la cause de ce phénomène à une influence géographique. Rien n'autoriserait évidemment à généraliser hâtivement et à déclarer, soit que les transmissions sur 115 mètres ne sont jamais possibles entre la France et un navire croisant le long des côtes occidentales de l'Amérique et inversement, soit de dire que ce même phénomène se reproduira sur toutes les longueurs d'ondes très courtes. Mais on peut affirmer presque sans risque d'erreur que l'influence de la situation respective sur le globe terrestre, du poste émetteur et du poste récepteur, peut être capitale et peut, pour certaines longueurs d'ondes et à certaines époques [1], rendre les liaisons complètement irréalisables.

15. **Deuxième exemple d'influence géographique.** — Tous les autres voyages du « Jacques Cartier » furent entrepris entre la France et le golfe du Mexique; la route aller passait par les Açores et le Sud, la route retour par le Nord (large des côtes de Floride et du Cap Hatteras, sud du Grand Banc de Terre-Neuve et route conventionnelle des paquebots). Au cours des quatre voyages, accomplis sur cet itinéraire en 1925, les phénomènes observés à l'aller et au retour furent différents. A *l'aller*, les émissions du « Jacques Cartier » furent toujours suivies pendant presque tout le voyage, certaines fois jusqu'à l'arrivée dans un port du golfe du Mexique et d'autres fois seulement jusqu'aux environs des îles Bahamas. Ceci tout aussi bien sur la longueur d'onde de 115 mètres que sur celle de 31 mètres.

Au cours des *voyages retour*, au contraire, il y eut constamment une importante lacune pendant les premiers jours de la traversée de

---

[1] Certaines époques et non point certaines saisons. Rien ne prouve en effet à priori, que si ce phénomène ne se produit pas indéfiniment, il soit commandé par les saisons. Il pourrait très bien se faire que dans d'autres mois de décembre, des transmissions entreprises dans les mêmes conditions deviennent réalisables. Les ondes courtes nous ont habitués à trop de surprises pour que nous puissions nous hasarder à nous éloigner dans nos conclusions d'un soutien expérimental immédiat.

l'Atlantique, c'est-à-dire pendant que le « Jacques Cartier » remontait vers le Nord, depuis le canal de Floride jusqu'au sud du Grand Banc de Terre-Neuve. La zone le long de laquelle ces émissions ne parvenaient pas en France était d'ailleurs plus ou moins étendue, suivant les voyages. Certaines fois on commença à entendre le « Jacques Cartier » dès qu'il parvint à la latitude du cap Hatteras; d'autre fois, la zone de réception impossible fut beaucoup plus étendue. En décembre 1925, pendant un voyage de retour, aucune émission du « Jacques Cartier » ne fut soupçonnée depuis le 1er décembre, date du départ de Galveston jusqu'au 11 décembre, alors que le navire se trouvait déjà par 44° de latitude et 44°30′ de longitude. La première émission entendue fut celle de 16 h. 40; l'émission de 20 h. 15 ne le fût que le lendemain et les émissions de 2 h. 30 et de 6 heures ne le furent jamais. Toutes ces émissions étaient faites sur 31 mètres.

Lorsque la propagation des ondes présente des anomalies de ce genre, on constate, de plus, que les postes récepteurs répartis dans un rayon assez restreint (environ 100 kilomètres) reçoivent les ondes dans des conditions différentes, même lorsqu'ils sont très voisins l'un de l'autre. Par exemple, l'un d'eux entendra une émission que les autres ne soupçonneront pas. C'est le contraire de ce qui se produit aux périodes où la propagation des émissions des diverses heures présente un aspect très régulier, comme au cours des voyages aller par les routes du Sud. Alors, en effet, l'ensemble des postes récepteurs accuse des résultats identiques. On possède donc là un moyen de constater si l'on se trouve dans une période de propagation que nous appellerons normale ou dans une période troublée.

Dans la période de propagation normale, l'ensemble des réceptions dans le réseau des postes d'écoute sera identique ; dans la période troublée, certains recevront, alors que d'autres n'entendront rien.

Le fait que, dans quatre voyages accomplis au cours des diverses saisons, on ait constamment constaté des différences de même nature et dont seul l'ordre de grandeur diffère, entre la route du Sud et la route du Nord, semble bien indiquer que, là aussi, on se trouve en présence d'une influence géographique.

16. **Essais d'explications des influences géographiques.** — L'arc de grand cercle qui part de Paris pour passer au sud du Grand Banc de Terre-Neuve, au large du cap Hatteras, par la Floride et le golfe de Téhuantépec, donne en gros la limite entre deux régions, celle du Sud d'où les émissions sur les différentes longueurs d'ondes parviennent facilement en France, et celle du Nord d'où les émissions ne

parviennent pas en France ou n'y parviennent que d'une manière très irrégulière. La position de l'arc de grand cercle limite semble subir des oscillations autour d'un emplacement moyen, ce qui expliquerait les différences constatées d'un voyage à l'autre. Ces oscillations dépendent, peut-être, en partie, de la saison et de la longueur d'onde. En particulier, les quelques résultats acquis, surtout au cours du voyage vers le golfe du Mexique, semblent indiquer que l'arc de grand cercle limite descend d'autant plus au Sud que la longueur d'onde est plus courte et que l'on se rapproche davantage des mois d'hiver. Ceci expliquerait les transmissions très médiocres observées en décembre 1925 sur 31 mètres de longueur d'onde, au retour du golfe du Mexique par les routes du Nord.

Voici un fait qui vient à l'appui de cette hypothèse :

Les émissions, sur ondes courtes, du croiseur français « Jeanne d'Arc » (56 mètres de longueur d'onde) furent entendues, jusqu'au 11 décembre 1925, sans aucune difficulté, en France, à 02 h. 40 et à 06 h. 30 pendant une traversée des îles du Cap-Vert à la Martinique et à la Guadeloupe.

Notons, par contre, d'autres faits qu'il n'est pas possible d'expliquer à l'aide de l'hypothèse précédente : en décembre 1925, pendant que le « Jacques Cartier » se trouvait dans la zone de mauvaise propagation au large des côtes sud-est des Etats-Unis, il n'était pas davantage entendu à Washington qu'il n'était entendu en France (voyage du printemps au début de décembre) ; il n'était pas non plus entendu par la « Jeanne d'Arc » alors à la Guadeloupe.

A l'époque même, début de décembre, où il était impossible de l'entendre en France, un long radiogramme météorologique, transmis chaque nuit sur 72 mètres de longueur d'onde par le poste T. S. F. de Washington-Bellevue, était très facilement reçu par les mêmes postes d'écoute français qui essayaient, en vain, de déceler le « Jacques Cartier ».

Ici donc l'influence de la situation géographique respective de l'émetteur et des récepteurs ne semble pas en relation avec la distance.

Dans d'autres cas, la distance des deux postes paraît agir d'une façon nette, soit régulièrement, soit brusquement, mais de telle sorte que l'intensité à la réception augmente en même temps que la distance. En voici un exemple : En mai 1925, l'intensité de l'émission sur 31 mètres qui, au départ de France du « Jacques Cartier », était notée 2 ou 3 par deux postes récepteurs de la région parisienne, alla sans cesse en augmentant jusqu'à l'arrivée du « Jacques Cartier » dans le canal de Floride où elle fut cotée 8 ou 9.

La simple considération d'un mode différent de propagation au nord et au sud d'un arc de grand cercle, qui revient presque à assimiler les anomalies de la propagation à des effets d'ombre portée par des obstacles encore inconnus, ne paraît donc pas suffisante pour expliquer l'ensemble des phénomènes.

Nous croyons que la considération des zones conjuguées que nous avons déjà exposée brièvement il y a quelques mois [1], permet plus aisément de ramener à une même explication un plus grand nombre de faits expérimentaux. Un développement de cette hypothèse et sa discussion à l'aide des faits déjà recueillis nous entraîneraient hors du cadre que nous nous sommes fixé aujourd'hui. Nous nous contenterons donc de la signaler.

Par contre, on a noté en août 1925 un cas de brusque variation. L'émission du « Jacques Cartier », assurée vers 06 h 00, fut entendue par Washington dès le Havre (émission sur 31 mètres), et cessa de l'être quand il arriva au milieu de l'Atlantique.

IV. — LES ALTÉRATIONS DE L'ONDE ET LES INFLUENCES MÉTÉOROLOGIQUES

17. **Leur constatation.** — On constate parfois qu'une émission sur ondes courtes est très bien entendue, mais que la lecture des messages est partiellement ou totalement impossible, par suite de phénomènes divers tels que : disparitions brèves et fréquentes (évanouissements), variations très rapides d'intensité faisant perdre un signe sur 2 ou 3, ou même variations dont la rapidité devient telle que les traits et les points sont complètement hachés et méconnaissables toutes altérations de l'onde qui font dire au lecteur radiotélégraphiste que le poste émetteur ne sait pas se régler, ou que l'émission est mal manipulée, mais de toute façon qu'elle est détestable et illisible. Ces phénomènes ne sont que rarement dus au poste émetteur, car ils ne sont pas constatés simultanément par les divers postes récepteurs. Dans les textes du « Jacques Cartier », reçus par les divers postes qui l'écoutent, on a relevé de nombreux cas où un message complet, sans erreurs ni lacunes, était fourni par l'un des récepteurs, lequel déclarait l'émission excellente, alors que d'autres postes se plaignaient vivement de la mauvaise qualité de l'émission, signalaient des évanouissements, des variations, etc.

Ces difficultés n'étaient d'ailleurs pas dues aux postes récepteurs

---

[1] Comptes Rendus *180*, 29 juin 1925, p. 2028.

puisqu'au même moment ils entendaient parfaitement et sans aucune variation d'autres émissions sur ondes courtes; il y avait donc certainement eu une déformation de l'onde en cours de route.

18. **Caractère migrateur de l'altération.** — Certaines émissions du « Jacques Cartier » sont très longues, elles durent plus de trois quarts d'heure, parfois davantage et reprennent une ou deux heures après, pour durer presque aussi longtemps. Grâce à ces longues séries d'émissions successives on a pu observer des cas où, dans certains postes récepteurs, le début d'une émission était impeccable, mais où la fin devenait entièrement illisible par suite d'une déformation de l'onde. L'arrivée de cette perturbation se dessine très nettement sur le texte des messages; on a au début un texte parfait; puis des chiffres manquent dans certains groupes; ensuite des groupes entiers disparaissent, et enfin, il devient tout à fait impossible de transcrire quoi que ce soit.

D'autre part, on a constaté le phénomène inverse : une émission extrêmement mauvaise au début devenant excellente à la fin.

On a pu également saisir l'apparition ou la disparition de la déformation de l'onde dans plusieurs postes récepteurs répartis dans un rayon d'une centaine de kilomètres et on a constaté que ces apparitions et ces disparitions se produisaient *successivement* dans les différents postes, tout comme si le phénomène était migrateur et se propageait à une vitesse de l'ordre de 60 kilomètres à l'heure. *Il est curieux de constater que c'est là la vitesse moyenne de propagation des phénomènes météorologiques.* Mais les cas observés ne sont pas encore assez nombreux pour que nous puissions légitimement, par une simple comparaison du phénomène radiotélégraphique et du phénomène météorologique, tirer une conclusion précise sur la cause météorologique qui provoquerait l'altération de l'onde.

19. **Les ondes courtes et la troposphère.** — Notre connaissance expérimentale des ondes courtes est encore trop faible pour permettre de bâtir des théories solides. Cependant elle permet déjà d'éliminer certaines hypothèses et circonscrit ainsi le champ de celles qui restent admissibles. C'est en multipliant des expériences systématiques qu'on le resserrera encore davantage. Sans aborder ici les théories basées sur les propriétés de la très haute atmosphère (plusieurs dizaines de kilomètres d'altitude), nous voulons simplement fournir quelques indications sur le rôle possible de la portion de l'atmosphère accessible aujourd'hui à l'investigation météorologique, la troposphère dont la limite supérieure est aux environs de 10 kilomètres d'altitude.

La comparaison d'un phénomène physique quelconque aux phénomènes météorologiques suppose à la fois une connaissance des deux facteurs : le phénomène étudié et les phénomènes météorologiques. Il est regrettable que ce principe évident soit si souvent dédaigné quand il s'agit de faits touchant à la Météorologie. Il est par exemple absurde d'énoncer le syllogisme suivant : 1° il a neigé cette nuit ; 2° je n'ai pas entendu cette nuit cette émission normalement bonne ; 3° donc la neige s'oppose à la réception de telle émission. En général tout phénomène météorologique affecte en effet de très vastes espaces et s'étend à plusieurs milliers de mètres d'altitude, il ne saurait être défini par une observation isolée. Pour l'observer, l'étudier, le définir et ultérieurement le reconnaître, il faut avoir à sa disposition des observations *simultanées* faites dans un réseau synoptique assez *étendu*, assez *dense* et où les observations sont assez *fréquentes*. Un des principaux efforts de la météorologie moderne, si ce n'est le principal, a consisté à étendre ce réseau et à le doter de liaisons très rapides grâce à la radiotélégraphie.

Les observations météorologiques d'une localité donnée ne peuvent donc être utilement prises comme point de comparaison que si on peut les rattacher aux phénomènes généraux de l'atmosphère et à leur évolution. Déjà vraie pour une comparaison avec un phénomène physique d'ordre local, cette conclusion l'est *a fortiori* pour un phénomène qui s'étend sur des dizaines de milliers de kilomètres, comme c'est le cas pour la propagation des ondes.

Il est probable que la troposphère joue son rôle dans la propagation des ondes courtes et elle peut le jouer de diverses manières. Tout d'abord, l'expérience montre qu'elle se compose de différentes masses d'air plus ou moins homogènes séparées les unes des autres par des surfaces de discontinuité. De part et d'autre de ces surfaces, les propriétés physiques (et par suite les propriétés électriques) de l'air diffèrent très sensiblement. D'autre part, la variation avec l'altitude des propriétés physiques d'une même masse d'air sont essentiellement différentes suivant les masses d'air considérées.

Or, il a été constaté que ces deux facteurs, les discontinuités, d'une part, la constitution différente des masses d'air individuelles, d'autre part, influaient énergiquement sur la propagation des ondes longues (10 000 mètres) ; on n'a donc pas le droit de négliger ces facteurs quand on étudie la propagation des ondes courtes.

20. Méthode de recherche des influences météorologiques. — On s'étonnera peut-être que dans cette assez longue étude on ne rencontre

ni exposé, ni conclusions, même provisoires, sur les influences météorologiques dans la propagation des ondes courtes, alors que l'étude d'autres influences (heure du jour, situation géographique) a été plus favorisée. C'est que l'étude météorologique exige un arsenal d'observations que nous ne possédons pas encore. Nous avons affirmé précédemment que le réseau d'observations météorologiques était le fondement des recherches météorologiques. Des observations systématiques, dans un réseau, sont de même indispensables pour les recherches météorologiques sur la propagation des ondes. Or ce réseau est encore inexistant. Dans les expériences relatées ci-dessus le nombre de paramètres variables est très élevé. La méthode synoptique permettra seule de le réduire. Comment appliquer cette méthode en la circonstance : il faudra multiplier sur de vastes étendues (elles ne seront jamais trop vastes puisque les ondes courtes peuvent parvenir sur terre aux distances les plus considérables) les écoutes systématiques, sérieuses, contrôlables et régulières d'émissions bien déterminées.

La comparaison pendant des semaines, des mois et des années, des résultats répartis sur de vastes surfaces avec les phénomènes météorologiques se développant simultanément sur les mêmes étendues permettra l'étude météorologique des phénomènes. C'est donc là un travail d'organisation, de patience et de temps. La méthode synoptique devra d'ailleurs ne pas se limiter au réseau des postes récepteurs, mais s'étendre au réseau des émetteurs. Nous n'insisterons pas aujourd'hui sur ce point qui nous mènerait trop loin.

Pour tirer le meilleur parti de ce réseau — et, au début, de l'embryon de réseau qu'on pourra créer — il conviendra de guider les expériences de manière à saisir au passage les phénomènes les plus caractéristiques et surtout ce que nous dénommerons les lignes de démarcation : heures à partir desquelles une émission commence à être perçue ou cesse de l'être, longueurs d'onde au-dessus ou en dessous desquelles l'émission parvient ou ne parvient plus dans certaines régions, frontière qui marque la limite des localités où, à une heure et sur une longueur d'onde données, une onde cesse de parvenir : *en résumé*, explorer le temps, les longueurs d'ondes et l'espace pour y déterminer quotidiennement la présence des lignes de démarcation. On remarquera d'ailleurs que l'ensemble de notre étude relative aux émissions du « Jacques Cartier » porte sur la détermination et les variations de ces lignes de démarcation (ou plutôt de points isolés de ces lignes).

Quand on commencera à posséder à leur sujet une documentation

un peu étendue, on constatera qu'elles varient plus ou moins régulièrement d'un jour à l'autre ou d'une saison à la suivante. La comparaison de ces variations avec les phénomènes météorologiques pourra alors, mais alors seulement, être la base de recherches fructueuses dans le domaine radiométéorologique.

21. **Remerciements.** — Dans les expériences des ondes courtes assurées à bord du « Jacques Cartier », l'Office National Météorologique a reçu de divers côtés une aide précieuse et en particulier :

De la radiotélégraphie militaire (général Ferrié, commandant Julien, capitaine Bergeron, lieutenant Fourneau, etc...) pour la réalisation des appareils d'émission et de réception et pour les émissions sur ondes courtes de la Tour Eiffel;

De la Compagnie Générale Transatlantique et de la Compagnie Radiomaritime qui n'ont pas cessé depuis plusieurs années de favoriser de toutes manières l'œuvre météorologique accomplie à bord du « Jacques Cartier »;

D'amateurs radiotélégraphistes et en particulier de MM. Colmant et Lardry qui contribuèrent aux écoutes;

Des météorologistes (M. Coyecque et les élèves-officiers qui lui ont été adjoints) et des radiotélégraphistes du « Jacques-Cartier » (M. Robert, chef de poste, MM. Mouton et Creusot); du personnel de l'Office National Météorologique et en particulier de M. Gret qui assura l'installation des appareils émetteurs à bord du navire.

Nous sommes heureux d'adresser à tous l'expression de nos vifs remerciements.

Général DELCAMBRE et R. BUREAU.

****

ESSAI
SUR LA THÉORIE DES FILTRES ÉLECTRIQUES [1]

par Pierre DAVID
Ingénieur à la Radiotélégraphie militaire

(*Suite et fin*) [1].

V. — CAS OU LES FILTRES NE DÉBITENT PAS SUR LEUR IMPÉDANCE ITÉRATIVE.

21. — Dans tout ce qui précède, nous avons supposé que les filtres, simples ou composés, débitaient sur leur impédance itérative.

Nous nous sommes bien gardés de préciser cette condition, car en le faisant, on se trouve en face d'une sérieuse difficulté. Quand, en effet, on calcule l'impédance itérative des filtres usuels, on s'aperçoit que la loi de variation de cette impédance est fort compliquée. L'impédance itérative présente une valeur imaginaire et variable dans les bandes atténuées; elle passe, aux frontières, soit par zéro, soit par l'infini; et enfin, dans la bande passante, elle est réelle, mais toujours variable.

Par conséquent, en supposant que le filtre était fermé sur son impédance itérative, nous avons fait une supposition complètement irréalisable. Pratiquement, on ne trouvera jamais un appareil récepteur dont l'impédance suive, même à beaucoup près, des variations aussi bizarres, et les filtres seront toujours fermés sur des impédances *différentes* de leur impédance itérative.

La théorie précédente semble alors en défaut; le récepteur réagit en effet sur la dernière cellule; celle-ci ne travaillant plus sur son impédance itérative, ne présente plus entre ses bornes d'entrée cette même impédance, d'où réaction de cette cellule sur la précédente, et ainsi de suite; il se produit, aux extrémités du filtre et à la jointure des cellules, des réflexions de courant qui modifient les phénomènes et provoquent des affaiblissements supplémentaires.

22. Calcul du courant dans un filtre débitant sur une impédance quelconque. — Il faut alors refaire le calcul du courant pas-

---

[1] Conférence de documentation faite à la Société des Amis de la T. S. F., le 20 janvier 1926. Voir *O. E.*, janvier 1925, pp. 1-27.



sant dans le filtre, lorsque celui-ci est fermé sur une impédance quelconque Z_0.

Ce calcul est facile dans le cas d'un filtre *simple :* on peut, de proche en proche, à partir de la dernière cellule, remonter à la première; l'emploi de notations convenables en lignes hyperboliques donne une solution particulièrement élégante. (Bibl. n° 7.)

Pour un filtre *composé*, le calcul peut encore se faire en fonction

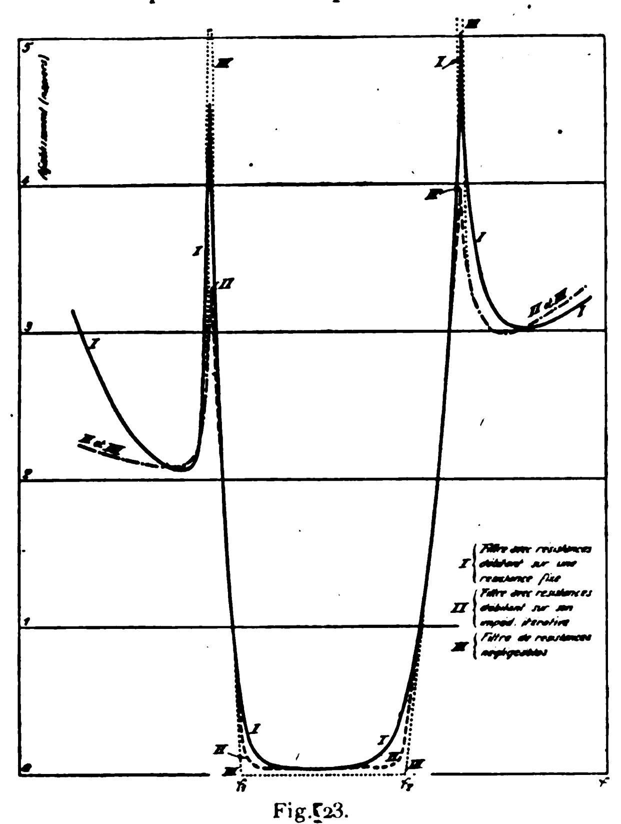


Fig. 23.

des impédances itératives ou « images » des diverses cellules composantes. (Bibl. n° 12.)

Nous ne pouvons entrer ici dans le détail de ces calculs, et nous en indiquerons simplement le résultat, qui est le suivant :

Pour diminuer autant que possible les réflexions parasites dans le filtre et aux extrémités, il faut que l'impédance Z_0 du récepteur soit égale à la valeur de l'impédance itérative au milieu de la bande passante [1].

[1] Milieu géométrique $\sqrt{f_1 f_2}$.

Cette valeur étant réelle, cela revient à dire que le récepteur doit être une *résistance pure,* sans self-induction ni capacité.

Si cette résistance est donnée, on peut calculer le filtre de manière à ce que son impédance itérative lui soit égale vers le milieu de la bande passante. C'est en cela que consiste l'adaptation du filtre à son impédance d'utilisation.

Cette condition étant remplie, l'affaiblissement supplémentaire, introduit par les réflexions du courant, est suffisamment petit pour ne pas modifier sensiblement la caractéristique du filtrage. Il provoque quelques variations de courant dans la bande passante, et notamment *au voisinage des frontières;* ailleurs son effet est négligeable.

A titre d'exemple, la figure 23 reproduit le graphique de l'affaiblissement d'un filtre, en tenant compte (courbe I) et sans tenir compte (courbe II) de cet affaiblissement supplémentaire. En d'autres termes, la courbe I est relative au filtre débitant sur son impédance itérative, donc dans des conditions purement théoriques; la courbe II est relative au même filtre, débitant sur une résistance pure convenablement choisie.

Pour les deux, il a été tenu compte de la résistance des éléments, supposée égale à 0,01 fois leur réactance. La courbe III a été tracée en négligeant la résistance.

Dans ce filtre, la courbe II diffère parfois sensiblement de la courbe I; cet exemple a été choisi à dessein; en général la différence est *plus faible.*

23. **Adaptation d'un filtre à l'impédance du récepteur.** — Soit, par exemple, à calculer le filtre passe-bas de la figure 15 de telle manière qu'il alimente la résistance pure Z_0 avec le plus de régularité possible.

Il est facile de démontrer que l'impédance itérative d'un filtre en T est :

(10) $$K_T = \sqrt{z_1 z_2 + \frac{z_1^2}{4}}.$$

Celle du filtre en π est :

(11) $$K_\pi = \frac{z_1 z_2}{\sqrt{z_1 z_2 + \frac{z_1^2}{4}}}.$$

Supposons que le filtre en question soit en T. Son impédance itérative sera :

$$K_T = \sqrt{z_1 z_2 + \frac{z_1^2}{4}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_2} - L_1^2 \pi^2 f^2}$$

et nous pourrons la rendre égale à Z_0 pour la fréquence, milieu géométrique entre o et f_1 : c'est-à-dire pour la fréquence o; pour cette fréquence il vient :

$$f = 0 \qquad K_T = \sqrt{\frac{L_1}{C_2}}$$

d'où en égalant à Z_0

$$\frac{L_1}{C_2} = Z_0^2.$$

Le filtre est donc entièrement déterminé par cette équation jointe a l'équation (5). On a :

$$\begin{cases} L_1 = \dfrac{Z_0}{\pi f_1} \\ C_2 = \dfrac{1}{\pi f_1 Z_0} \end{cases}$$

On procéderait de même pour tous les autres types.

24. **Adaptation d'un filtre composé à son impédance terminale.** — Les irrégularités de courant provenant de la différence entre l'impédance itérative K et l'impédance du récepteur Z_0, il semble d'abord que les diverses cellules constituant un filtre composé donnent lieu exactement aux mêmes irrégularités, puisque par construction leur impédance itérative K est la même.

On serait donc tenté de croire que les diverses cellules d'un filtre composé peuvent être associées dans n'importe quel ordre sans modifier en rien le résultat : comme dans une multiplication, on pourrait « intervertir l'ordre des facteurs ».

Ceci est vrai, en effet, tant que l'on associe des cellules entières. Mais Zobel a montré (Bibl. n° 4) qu'il pouvait y avoir intérêt à opérer différemment, en coupant les cellules en deux et en plaçant une demi-cellule à chaque extrémité. Les avantages de cette combinaison ne peuvent être clairement aperçus que par le calcul exact; nous pouvons les résumer de la manière suivante :

Nous avons défini (fig. 9 et 10) la cellule en T et la cellule en π; nous appellerons *demi-cellule* l'ensemble formé par une impédance $z_1/2$ en série et une impédance $2.z_2$ en dérivation. Cet ensemble est dissymétrique et ne présente donc pas, à proprement parler, d'impédance itérative, puisqu'on ne peut associer une suite indéfinie de demi-cellules sans en changer l'orientation (fig. 24).

Mais on peut montrer que si l'on ajoute à l'extrémité d'un filtre en



T, une demi-cellule de type convenable (ce que nous avons appelé en « M »), orientée de manière à ce que son impédance $(z_1/2)_M$ se fonde avec la dernière impédance série du filtre (fig. 25), le système ainsi réalisé (et qui semble un filtre en π), se trouve présenter une impé-

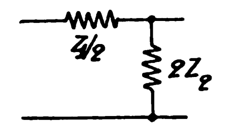


Fig. 24. Demi-cellule.

dance apparente aux bornes de sortie, beaucoup *plus régulière* que le filtre en T primitif : elle peut donc être rendue égale à celle du récepteur dans un intervalle beaucoup plus grand, ce qui diminue les pertes par réflexion du courant en passant du filtre au récepteur.

Si l'on avait, au lieu du précédent, un filtre en π, on obtiendrait le même résultat en orientant la demi-cellule en sens inverse, de manière à fondre son impédance $(2.z_2)_M$ avec la dernière impédance $2.z_2$ du filtre ; le système semblerait alors un filtre en T (fig. 26).

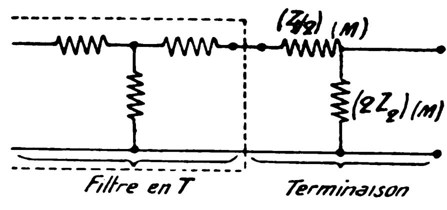


Fig. 25.

En résumé, le filtre composé permet non seulement de réaliser, à moins de frais, un affaiblissement plus régulier que les filtres simples ; il permet aussi une régularisation du courant par diminution des réflexions aux extrémités et entre les cellules. Il suffit, pour cela, de terminer le filtre par *une demi-cellule*, type M.

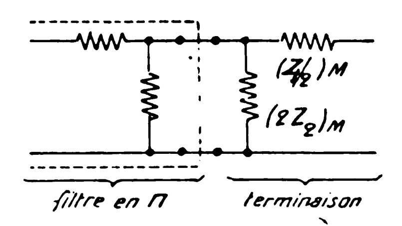


Fig. 26.

25. Influence de la source d'alimentation. — Dans tout ce qui précède, nous avons supposé le filtre alimenté à tension constante.

Tel n'est pas toujours le cas, et la source présente fréquemment une impédance interne du même ordre de grandeur que celle du filtre et du récepteur. Le calcul montre qu'il est avantageux que cette impédance soit une *résistance pure égale à celle du récepteur*. On peut alors appliquer à l'entrée du filtre les mêmes considérations qu'à sa sortie, et il peut être avantageux de le terminer, aux deux extrémités, par des demi-cellules en M.

26. Emploi des filtres en radiotechnique. — En radiotechnique les filtres seront généralement intercalés entre deux lampes-triodes, et feront partie « d'amplificateurs à filtres ».

L'alimentation se fera donc par le circuit plaque d'une des lampes (dont la résistance intérieure est de l'ordre de 20000 ohms) et le filtre

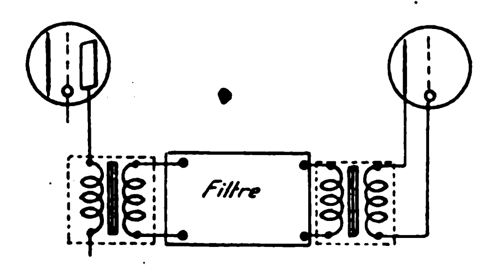


Fig. 27.

devra débiter dans l'intervalle filament-grille d'une autre lampe. La résistance de ce dernier est difficile à définir et d'ailleurs variable, mais toujours fort élevée : de l'ordre du mégohm.

Le filtre branché directement devrait donc être adaptée à une impédance de sortie extrêmement élevée, ce qui conduirait à des valeurs de self-induction généralement inadmissibles; d'autre part, la condition du paragraphe précédent (impédance de la source égale à celle du récepteur) serait loin d'être remplie.

Il faudra donc ne pas brancher le filtre directement, mais le relier aux circuits de grille et de plaque par l'intermédiaire de transformateurs convenables, présentant aux bornes primaires des impédances de quelques centaines d'ohms, aussi voisines que possible de résistances pures. Cette condition ne sera pas toujours commode à réaliser et le fait de s'en écarter trop pourra quelquefois altérer le fonctionnement du filtre.

Le schéma de ce montage est donné dans la figure 27.

D'autres montages pourraient d'ailleurs être imaginés.

VI. — COMPLÉMENTS ET CONCLUSIONS

27. **Introduction de l'inductance mutuelle dans les filtres.** — Nous avons expressément supposé, dans tout ce qui précède, que les différentes impédances constituant le filtre n'avaient entre elles aucune induction mutuelle.

Il est possible de s'affranchir de cette restriction, et d'imaginer au contraire que l'on utilise systématiquement l'induction mutuelle dans les filtres pour obtenir des résultats nouveaux. (Bibl. nos 8 et 13.)

L'étude complète de la question montre :

1° Que la présence de l'induction mutuelle permet de réduire le nombre des éléments nécessaires à l'obtention d'un résultat donné. Deux self-inductions, convenablement couplées entre elles, peuvent être équivalentes à trois self-inductions non couplées; on peut donc réaliser au maximum une économie de 1/3 du nombre des self-inductions nécessaires.

Cet avantage est d'ailleurs en pratique contre-balancé par le fait qu'il est bien plus délicat de monter un filtre, dont les impédances présentent entre elles une induction mutuelle donnée et précise, que de monter un filtre dont les éléments ne sont pas couplés du tout.

2° Que la présence de l'induction mutuelle permet de réaliser physiquement des réactances négatives, ce qui conduit à des types de filtres impossibles à obtenir autrement. Mais ces types de filtres ne présentent pas d'avantages marqués sur ceux qu'on obtient en faisant usage simplement de réactances positives.

L'emploi de l'induction mutuelle dans les filtres peut donc être considéré comme un progrès, mais ne s'impose pas nécessairement.

28. **Les filtres en régime transitoire.** — Les propriétés sélectives étudiées jusqu'à maintenant s'appliquent exclusivement au régime permanent, c'est-à-dire aux courants périodiques et après la disparition du régime libre.

Il est fort intéressant de savoir dans quelle mesure ces propriétés subsistent en régime transitoire, et notamment, quelle protection peuvent donner les filtres contre des perturbations amorties ou complètement apériodiques, comme les parasites atmosphériques et certains autres brouillages.

Il est aussi fréquemment nécessaire de pouvoir déterminer la *constante de temps* d'un filtre, pour en déduire la vitesse de manipulation ou la fréquence de modulation que l'on peut appliquer au courant qui le traverse.

L'étude des filtres, complètement reprise par Carson à ce point de

vue, a montré que si la protection donnée par les filtres contre les perturbations amorties et apériodiques, était bien inférieure à celle donnée par eux en régime permanent, cependant ils constituent le *meilleur circuit sélectif possible* dans l'un et l'autre cas.

Cette protection dépend presque exclusivement de la largeur de la bande passante du filtre (et peu de la résistance et du nombre de cellules); cette largeur détermine aussi la constante du filtre; plus la bande passante est étroite, plus la constante de temps est grande, et plus la protection contre les brouillages apériodiques est satisfaisante. (Bibl. nos 5 et 11.)

Il en résulte que pour recevoir une transmission donnée, manipulée ou modulée à une certaine fréquence, le meilleur circuit sélectif possible est *le filtre* dont la largeur est juste suffisante pour laisser passer la manipulation ou la modulation.

29. **Conclusion. — Projet d'un filtre.** — Les considérations précédentes peuvent servir de guide à l'établissement logique d'un projet de filtre satisfaisant à telles conditions données.

On commencera par définir aussi exactement que possible la bande de fréquences à transmettre ainsi que l'affaiblissement minimum dans la bande atténuée.

On en déduira, en première approximation, le nombre et le type des cellules à adopter, comme nous l'avons fait au paragraphe 18; en général une ou deux cellules, plus leurs terminaisons « en M » sont suffisantes.

Les formules de ces cellules étant établies ou prises dans un « catalogue » préparé à l'avance, on calculera l'influence de la résistance des éléments; on en déduira la valeur de la résistance à ne pas dépasser dans le cas particulier que l'on a en vue.

Si l'on ne dispose pas de bobines assez peu résistantes, il faudra rabattre des exigences primitives.

On verra ensuite sur quel « récepteur » le filtre doit débiter, et, s'il y a lieu, par l'intermédiaire de quel transformateur la liaison doit être faite. Si ce récepteur est sensiblement une résistance pure, la courbe de filtrage réelle s'éloignera peu de la courbe calculée en tenant compte de la résistance des éléments (et en supposant que le filtre débite sur son impédance itérative). Si le récepteur comporte une capacité ou une self-induction notables, la différence pourra être plus sensible, et l'on fera bien de procéder sur le filtre monté, à une vérification, et s'il y a lieu à des retouches expérimentales.

Pierre David.



BIBLIOGRAPHIE

1. — G.-A. Campbell. — *U. S. Patents*, 1.227.113 et 1.227.114.

2. — K.-W. Wagner. — *Archiv für Elektrotechnik*, III, p. 315 (1915); VIII, p. 61 (1919).

3. — G.-A. Campbell. — *Physical theory of the Electric Wave-filter. — Bell System Technical Journal*, novembre 1922; *Annales des P. T. T.*, août 1924, p. 872.

4. — O.-J. Zobel. — *Theory and Design of Uniform and composite Wave-filters; B. S. T. J.*, janvier 1923.

5. — J.-R. Carson et O.-J. Zobel. — *Transient Oscillations in Electric Wave-filters; B. S. T. J.*, juillet 1923.

6. — L. Cohen. — *Filters; Journal of Franklin Institute*, n° 5, 1923, p. 641.

7. — Ch. Lange. — *Les filtres électriques; Annales des P. T. T.*, octobre 1923, p. 1256-1292.

8. — Leo.-J. Peters. — *Théorie des filtres électriques constitués par des circuits couplés; Journal of Am. Inst. of El. Eng.*, XLII, 1923, p. 445.

9. — Ph. Le Corbeiller et Ch. Lange. — *Étude sur les lignes en T dissymétriques et application aux filtres de bande; Onde Électrique*, octobre 1923.

10. — H. Backhaus. — *Théorie des Kurzen Siebketten; Zeitschrift für Hochfrequenztechnik*, 24, n°s 1 à 3 (1924).

11. — K. Kupfmüller. — *Les régimes transitoires dans les filtres électriques; Elektrische Nachrichtentechnik*, I, 5, 1924, p. 141.

12. — O.-J. Zobel. — *Transmission characteristics of Electric Wave-filters; B. S. T. J.*, octobre 1924.

13. — K.-S. Johnson et T. F. Shea. — *Mutual inductances in Wave filters; B. S. T. J.*, janvier 1925.

14. — Mayer. — *Sur l'amortissement des filtres dans leur bande passante; Elektrische Nachrichtentechnik*, II, 10, octobre 1925.

Au cours de la conférence, M. David a présenté et fait fonctionner deux filtres pour fréquences audibles : un « passe-bas » et un « passe-bande ».

Discussion devant la S. A. T. S. F. le 20 janvier 1926

M. Clavier. — 1. M. David, dans sa très intéressante et très claire conférence, a suivi pour l'exposé de la théorie des filtres électriques, les travaux des ingénieurs de l'American Telegraph and Telephone Company. Cette théorie a, d'autre part, été entreprise en essayant de généraliser les propriétés des circuits couplés en chaîne (voir par exemple les articles de M. L. Cohen dans le *Journ. of Franklin Institute*). Cette seconde façon d'opérer, qui présente moins de généralité, conduit toutefois assez rapidement à la détermination des frontières et pourrait avoir l'avantage, surtout pour les radiotechniciens, de mieux faire concevoir « physiquement » les propriétés des filtres. Quelles raisons M. David a-t-il eues d'écarter cette méthode complètement au profit de l'autre et n'y aurait-il pas eu intérêt à les concilier?

2. M. David nous a montré expérimentalement le fonctionnement de filtres aux fréquences audibles. Mais les courbes qu'il a projetées sont toutes obtenues par le calcul. A-t-il eu l'occasion de vérifier par l'expérience jusqu'à quel point les projets préparés théoriquement concordaient avec les résultats pratiques? Les quelques points suivants auraient, à ce que je crois, présenté de l'intérêt : ne peut-on pas se rapprocher des courbes approximatives « sans résistances » en désamortissant les circuits par résistances négatives obtenues au moyen de lampes à trois électrodes? Quelle est l'influence de la fréquence en ce qui concerne les difficultés de construction ; n'y a-t-il pas, sur les fréquences élevées, à craindre les inductions mutuelles et les capacités parasites et quels moyens a-t-on de s'en protéger? Quelle est la bande de fréquences pour laquelle on a pu construire des filtres efficaces et pour quelle largeur relative de bande par rapport à la fréquence de base?

3. Enfin, dans la bande passante d'un filtre de bande, le déphasage entre le courant à l'entrée et le courant à la sortie varie tout le long de la bande. N'y a-t-il pas là un phénomène inquiétant, quoi qu'on en ait dit, pour les filtres destinés à passer une bande de modulation en radiotéléphonie, quand on vise à la qualité? N'a-t-on pas songé par contre à utiliser cette propriété connexe des filtres et M. David a-t-il eu l'occasion d'en étudier quelque application?

M. Lévy. — 1. En réponse à la question 2 de M. Clavier, je signale que j'ai indiqué en 1919 (addition 22589) l'emploi de tubes

thermoioniques créant des réactions de résistance négative réparties sur toutes les cellules pour compenser la résistance positive des filtres, ce qui permet de rendre ces derniers moins encombrants à efficacité équivalente.

2. J'ai préconisé dès 1917 l'emploi de filtres comme sélecteurs en T. S. F. (brevets français 493660, 506297, 22589). J'ai construit de tels filtres pouvant être utilisés soit pour la haute fréquence, soit pour la moyenne fréquence d'un superhétérodyne, soit pour la basse fréquence. Dans le cas de la haute fréquence, j'ai pu descendre sans difficulté jusqu'à 600 mètres et on pourrait certainement aller au delà.

Dans les filtres pour haute fréquence, tous les condensateurs étaient commandés simultanément étant disposés sur le même axe tandis que les variations des selfs étaient réalisées par un commutateur hexapolaire à trois directions. Le réglage d'un de ces filtres n'était par conséquent pas plus difficile que celui d'un circuit oscillant.

3. J'ai réalisé des filtres doubles (addition 22589), qui, par suite de couplages magnétiques entre les deux filtres en *n*, laissent passer des fréquences différentes suivant la phase relative des tensions appliquées sur les deux filtres élémentaires.

Ces filtres faisaient partie de dispositifs antiparasites brevetés par moi. Ils ne sont pas fermés sur leur résistance itérative et, dans certains de mes dispositifs, j'utilise pour l'élimination des parasites, la différence entre l'onde libre qui se propage sur le filtre dans le cas du parasite et l'onde stationnaire qui se produit sur ces filtres à résonance sous l'action d'un long train d'onde.

Au sujet de la remarquable communication de M. David, je constate avec plaisir que celui-ci a apporté l'affirmation de M. Carson que les filtres constituent le *meilleur moyen possible* d'élimination des parasites et j'exprime l'espoir que dans l'avenir on n'attendra pas qu'une invention française soit comprise en Amérique pour en développer l'application en France.

M. Pagès. — M. Clavier a demandé quelle était l'influence sur la qualité de la modulation téléphonique, du déphasage progressif introduit par un filtre. Je peux signaler que cette question est actuellement étudiée par les ingénieurs allemands et, notamment, M. Kupfmuller. Ceux-ci affirment que l'une des causes de la distorsion en téléphonie sur lignes à grandes distances, réside précisément dans une modification des phrases; et ils pensent la corriger

en introduisant une contre-distorsion systématique, produite par certains filtres qui modifient la phase sans affaiblir l'intensité (ces filtres ont d'ailleurs été indiqués par M. Campbell). Nous serons probablement fixés bientôt sur la valeur des résultats qu'ils auront obtenus.

M. Lange (*par lettre*). — M. David définit l'impédance itérative K d'un filtre à cellules symétriques comme étant l'impédance d'un filtre formé d'une infinité de cellules. Cette définition est valable lorsque les éléments constitutifs du filtre contiennent des résistances ohmiques. Lorsqu'on a affaire à un filtre idéal dépourvu de résistances, cas théorique il est vrai, mais dont l'étude sert à asseoir la théorie du filtrage, deux cas sont à distinguer. Si la fréquence à laquelle on fait la mesure d'impédance est extérieure aux bandes de filtrage, la définition de M. David est toujours valable quelle que soit la valeur de l'impédance sur laquelle l'extrémité éloignée du filtre est fermée. Mais lorsque la fréquence de mesure est intérieure à une bande de filtrage, il n'en est plus ainsi : l'impédance mesurée à un bout dépend de celle qui est connectée à l'autre bout, même si le nombre de cellules croît indéfiniment. Cela tient à ce que dans l'expression mathématique de cette impédance, la quantité n figure uniquement dans des lignes trigonométriques circulaires. Physiquement on peut dire que dans un filtre très long, contenant des résistances ohmiques, ou s'il n'en contient pas, pour les fréquences extérieures aux bandes de filtrage, les deux extrémités sont électriquement très éloignées l'une de l'autre. Dans un filtre sans résistance, même si le nombre de cellules est très grand, les extrémités sont toujours électriquement rapprochées, pour les fréquences comprises à l'intérieur des bandes de filtrage.

La définition suivante de l'impédance itérative échappe à la critique que je viens de faire. Considérons une seule cellule, fermons ses bornes de sortie sur une impédance K et mesurons l'impédance de cet ensemble aux bornes d'entrée, la fréquence étant fixée. Si nous trouvons comme résultat une impédance justement égale à K, nous dirons que K est l'impédance itérative de la cellule donnée à la fréquence considérée.

Cette définition est générale. Si la cellule est symétrique, l'impédance itérative est la même lorsqu'on fait la mesure à droite et à gauche. Si elle est dissymétrique, on trouve deux valeurs différentes pour l'impédance itérative mesurée à droite et celle mesurée à gauche.

En second lieu, je ferai à M. David l'amical reproche d'avoir seu-

lement fait une très brève allusion aux paramètres « images ». Ceux-ci méritaient quelques lignes de plus, étant donné leur rôle fondamental dans l'étude des filtres composés et dans la question très importante de l'adaptation des filtres aux générateurs et aux récepteurs.

Enfin, à propos des unités d'affaiblissement qu'avec les Américains M. David a utilisées : « nappier » et « unité de transmission (T. U.) », je signalerai que les télégraphistes des différents pays, y compris l'Amérique, viennent de mettre à l'étude le choix d'une unité universelle de transmission. Ce que je puis dire pour l'instant, c'est qu'on a proposé de l'appeler « bel », en souvenir de Graham Bell, et que son sous-multiple le « décibel » sera peut-être un jour très employé par tous ceux qui s'occuperont de transmission.

M. David (*en réponse*). — 1. MM. Wagner, Backhaus, L. Cohen, etc... ont exposé diverses théories des filtres, assez différentes de la précédente. Ils considèrent chaque cellule comme un circuit résonnant et font découler le filtrage de la réaction des cellules les unes sur les autres.

Cette manière de voir présente des avantages certains. Cependant, je n'ai pas cru devoir la préférer, en raison des inconvénients suivants :

a) Elle se prête mal au calcul des filtres *composés*, c'est-à-dire comprenant plusieurs cellules dissemblables; or, ces filtres sont les plus avantageux ;

b) Le filtrage est une propriété de la cellule elle-même, si on la suppose fermée sur son impédance itérative; et la réaction des cellules les unes sur les autres n'est pas le phénomène essentiel.

2. Si je n'ai pas fait allusion aux filtres employés par M. Lévy, c'est que ces filtres sont assez différents de ceux étudiés ici, et qu'ils sortent de la définition, volontairement restreinte, posée aux paragraphes 2 et 5.

Afin de limiter un sujet déjà bien étendu, j'ai, en effet, appelé « filtres » des appareils dont le rôle essentiel est de procurer un certain *affaiblissement* du courant qui les traverse; leur « caractéristique de filtrage » est presque rectangulaire; ils sont en général formés de plusieurs cellules *différentes;* enfin, ils sont *fermés sur une impédance aussi voisine* que possible de leur impédance itérative, afin que les réflexions de courant soient *réduites au minimum*.

Au contraire, les filtres de M. Lévy sont essentiellement formés de cellules *semblables ;* à leur extrémité, ils sont *ouverts*, de manière

à ce que les ébranlements se réfléchissent et donnent lieu à des *ondes stationnaires*, et ce sont ces ondes stationnaires qui sont utilisées. On ne peut, dans ce cas, parler d'affaiblissement.

Il me semble donc que ces filtres sont plutôt des lignes artificielles ou des sortes de « fils de Lecher » (chargés par des self-inductions et des capacités supplémentaires); et la plupart des considérations développées ci-dessus ne s'appliquent pas à l'emploi, d'ailleurs fort ingénieux, qu'en fait M. Lévy.

3. Il est exact, comme M. Lange l'a fait observer, que la définition donnée au paragraphe 7 pour l'impédance itérative prête à la critique dans le cas d'une ligne indéfinie, *de résistances nulles*, à l'intérieur de la bande passante. Mais elle demeure acceptable si l'on prend soin de supposer que la résistance est assez faible pour que son effet ne se fasse sentir qu'au bout de plusieurs cellules, *mais cependant n'est pas nulle*.

Le président, M. J.-B. Pomey, remercie M. David de sa très intéressante communication et le félicite de son talent de conférencier et d'expérimentateur.

Il désire faire, au sujet des lignes artificielles à doubles fils, auxquelles on donne le nom de quadripôles depuis quelques années, quelques observations très simples.

M. Pomey. — J'ai montré, il y a dix-sept ans, que les équations d'un réseau de Kirchoff quelconque, dans l'état permanent ou variable, en tenant compte des effets d'induction et de capacité dérivaient toutes d'une forme quadratique fondamentale.

Dans le cas du quadripôle en régime permanent alternatif, cette forme quadratique se réduit à :

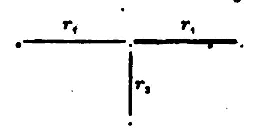
$$i_1 v_1 - i_2 v_2 = a_1 i_1^2 + 2 b i_1 i_2 + a_2 i_2^2 = G(i_1, i_2)$$

les coefficients a_1, a_2 et b pouvant être des fonctions très compliquées de la période et les équations s'obtiennent sous la forme :

$$v_1 = \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial i_1} \qquad -v_2 = \frac{1}{2} \frac{\partial G'}{\partial i_2}.$$

Deux quadripôles sont donc équivalents pour une fréquence donnée, si pour cette fréquence ils ont des coefficients identiques de leur forme quadratique fondamentale.

Dans le cas de la ligne en T, on a :



$$G(i_1, i_2) = (r_1 + r_2)(i_1^2 + i_2^2) - 2 z_2 i_1 i_2.$$

Dans le cas de la ligne en π, on a :

$$G(i_1, i_2) = \frac{z'_2}{z'_1 + 2z'_2}\Big((i_1^2 + i_2^2)(z'_1 + z'_2) - 2z'_2 i_1 i_2\Big).$$

Or, si l'on appelle Z l'impédance caractéristique d'une ligne homogène à laquelle la ligne en T et la ligne en π seraient équivalentes, on a les relations très simples :

$$z'_1 z_2 = Z^2 \qquad z'_2 z_1 = Z^2.$$

Ce qui constitue une sorte d'inversion, permettant de passer d'une ligne en π à une ligne en T, en conservant la même impédance itérative.

Au point de vue pratique, ce résultat est assez intéressant, car il montre que si la ligne en T est difficile à réaliser avec les ressources dont on dispose, la ligne en π qui a des éléments inverses sera sans doute d'une réalisation facile.

Cette propriété d'inversion ne me paraît pas avoir été signalée explicitement ; elle subsiste d'ailleurs si l'on change

$$z'_2 \text{ en } 2z'_2 \text{ et } z_1 \text{ en } \frac{z_1}{2}$$

de façon à retomber sur les notations de M. David.

Au sujet de l'explication physique des propriétés obtenues avec une chaîne filtrante, je me bornerai à quelques remarques qui ne dispensent pas de tout calcul, mais qui précisent le sens des calculs ordinaires.

Tout d'abord, il est bien évident, comme l'a fait ressortir M. David, que l'on doit éviter toute perte par dissipation d'énergie sous forme de chaleur dans les conducteurs, sinon la valeur absolue du rapport des intensités tendrait vers zéro au lieu de se maintenir égale à l'unité, comme on le désire. C'est en effet là le problème.

On voit en même temps, si nous nous bornons à considérer la ligne en T équivalente, que z_1 et z_2 doivent être de signes contraires, car autrement ce seraient des impédances qu'on pourrait figurer soit par deux inductances, soit par deux capacités.

Or, il y a de bien longues années, M. Marcel Brillouin, dans sa thèse de doctorat, rappelait que Helmholz avait établi qu'il ne pouvait pas y avoir d'oscillations propres dans un circuit qui ne comprend que des inductances ou que des capacités. J'avais cru moi-même découvrir cette propriété vers 1908.

On sait, par des exemples fournis par M. Janet, qu'une force électromotrice constante peut produire dans un réseau à condensateurs une élévation de potentiel notable, mais ce maximum est unique; il n'y a pas d'oscillation.

La propagation du courant dans une chaîne filtrante est un phénomène analogue à celui de la propagation de la houle; pour qu'il puisse se produire il faut qu'il puisse y avoir des échanges d'énergie entre la forme électrique et la forme magnétique. Le mouvement une fois commencé doit pouvoir se propager de lui-même; la force électromotrice n'agit que pour imposer sa fréquence.

Ce qui me confirme dans cette opinion, c'est que l'impédance itérative satisfait aux deux opérations :

$$v_1 = Zi_1 \qquad v_2 = Z i_2$$

moyennant lesquelles les deux équations

(1)
$$\begin{aligned} v_1 &= a_1 i_1 + b i_2 \\ -v_2 &= b i_1 + a_2 i_2 \end{aligned}$$

deviennent :

(2)
$$\begin{aligned} (a_1 - Z) i_1 + b i_2 &= 0 \\ b i_1 + (a_2 + Z) i_2 &= 0 \end{aligned}$$

ce qui donne : $(a_1 - Z)(a_2 + Z) - b^2 = 0$

et dans le cas d'un quadripôle symétrique ($a_1 = a_2 = a$)

$$Z^2 = a^2 - b^2.$$

Or, les équations (2) sont celles des oscillations d'un système sans force électromotrice, limité à l'une des extrémités sur $+Z$, à l'autre sur $-Z$. Elles caractérisent donc les oscillations propres.

Appliquons maintenant ce résultat à la ligne en T, il vient pour l'impédance itérative :

$$Z^2 = (z_1 + z_2)^2 - z_2^2 = z_1 (z_1 + 2 z_2)$$

comme on devait s'y attendre, ou :

$$Z = z_2 \sqrt{\frac{z_1}{z_2}\left(\frac{z_1}{z_2} + 2\right)}.$$

On voit alors que $|Z|$ s'annule

pour $$\frac{z_1}{z_2} = 0 \text{ et } \frac{z_1}{z_2} = -2.$$

Ce sont justement les valeurs limites indiquées par M. David (sauf qu'il écrit $\frac{1}{2} z_1$, là où je mets z_1).

On voit alors que quand le rapport $\frac{z_1}{z_2}$ est compris entre les deux limites indiquées, l'impédance caractéristique est réelle; en dehors de ces limites elle est purement imaginaire.

Or, si elle était purement imaginaire, les équations (2) donneraient pour $\frac{i_1}{i_2}$ un rapport réel et par suite généralement différent de l unité en valeur absolue. Si, au contraire, Z est réel, le rapport $\frac{i_1}{i_2}$ a pour module l'unité. Car on a :

$$\frac{i_1}{i_2} = -\frac{a}{b} - \frac{Z}{b}$$

$-\frac{a}{b}$ est réel, $-\frac{Z}{b}$ est imaginaire.

Le carré du module de la somme est :

$$\frac{a^2}{b^2} - \frac{Z}{-} = \frac{a^2}{b^2} - \frac{a^2 - b^2}{b^2} = 1$$

et, par suite, la condition cherchée est satisfaite.

Bien que ces explications ne soient pas données complètement en langage ordinaire, je pense avoir suivi assez fidèlement le sens physique des diverses expressions mathématiques.

LE RÉGLAGE DE LA RÉACTION DANS UN RÉCEPTEUR A CADRE

Par E. FROMY

Ingénieur à l'E. C. M. R.

SOMMAIRE. — Dans une réception sur cadre, il est difficile d'établir des organes de réaction dont les caractéristiques soient indépendantes de la longueur d'onde et qui soit de construction simple et de maniement commode.

Ces divers inconvénients sont évités en provoquant l'accrochage des oscillations dans le cadre par le montage à une seule bobine et prise intermédiaire, et en étouffant ces oscillations par un amortisseur comprenant une résistance fixe et deux petites capacités variables, disposé en shunt sur le circuit. On obtient ainsi un récepteur à cadre de construction simple et de fonctionnement très souple, le réglage de la réaction étant sans effet sur celui de l'accord.

L'auteur donne les caractéristiques des divers organes de l'amortisseur et du cadre.

Dans une réception sur cadre, l'usage de la réaction est assez délicat et d'une réalisation peu pratique.

On ne peut songer, en effet, à disposer une bobine couplée directement avec le cadre et à couplage variable pour contrôler l'accrochage des oscillations. On est alors conduit à intercaler dans le circuit récep-

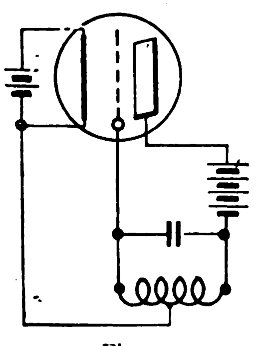


Fig. 1.

teur, en série avec le cadre, une petite bobine sur laquelle on fait agir la bobine de réaction.

Pour donner au récepteur le maximum d'efficacité, il convient de donner à cette bobine la plus petite valeur possible afin de ne pas réduire trop le nombre des spires du cadre.

Il s'en suit que les caractéristiques du dispositif de réaction dépendent du cadre utilisé et de la longueur d'onde, et qu'il faut le conditionner spécialement dans chaque cas.

En outre, le réglage de la réaction réagit toujours plus ou moins sur celui de la longueur d'onde et il faut manœuvrer simultanément

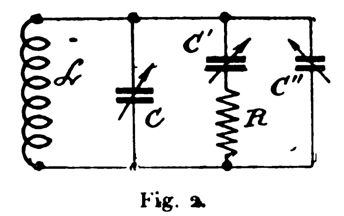


Fig. 2.

le condensateur d'accord et la bobine de réaction, d'où complications.

Le dispositif de réglage de la réaction décrit dans *l'Onde Electrique* (1) et appliqué à un récepteur ordinaire fournit, dans le cas du cadre, une solution particulièrement simple et pratique, qui permet de s'affranchir des inconvénients signalés ci-dessus.

On sait que le procédé en question consiste à entretenir dans le circuit récepteur des oscillations permanentes par le montage bien

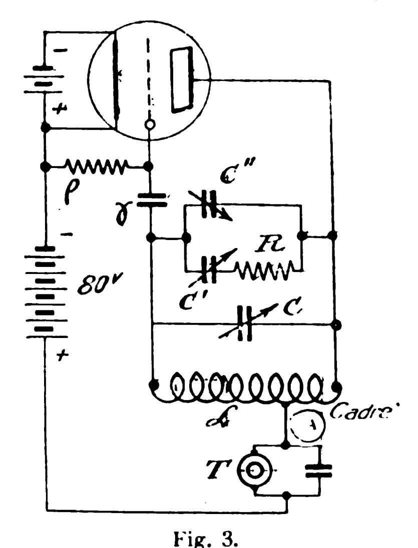


Fig. 3.

connu schématisé figure 1, et à contrôler l'amplitude de ces oscillations à l'aide d'un amortisseur placé en shunt sur le circuit.

1. *Onde Electrique*, n° 40, avril 1925. — Nouveau dispositif de réglage de la réaction.

L'amortisseur utilisé est constitué par une résistance fixe R en série avec un petit condensateur variable C′ (fig. 2).

En réglant ce condensateur, on fait varier la consommation d'énergie dans la résistance, et par suite l'amortissement du circuit oscillant. Enfin, un second condensateur C″, mis en shunt sur l'amortisseur, sert à compenser l'influence des variations de C′ sur la longueur d'onde du circuit. Il suffit pour cela qu'il varie en sens contraire de telle sorte que la somme $C'' + C'$ des deux capacités reste constante.

Si on applique ces données au cas d'un récepteur à cadre, alimentant une lampe détectrice à réaction, on obtient le montage de la figure 3.

Le cadre est relié aux bornes du condensateur d'accord C, qui est lui-même branché entre la grille et la plaque de la lampe. La liaison avec la grille s'effectue par l'intermédiaire d'un petit condensateur γ qui permet d'abaisser la tension moyenne de la grille au voisinage de celle du filament à l'aide d'une résistance de fuite ρ; l'ensemble sert en même temps à la détection.

La source de plaque E est reliée, d'une part, au filament, et d'autre part, à un point A du cadre choisi de façon à provoquer l'accrochage des oscillations dont on contrôle l'intensité à l'aide de l'amortisseur R C′ C″. En particulier, on peut par le réglage de C′ et C″ amener le système à la limite d'accrochage.

L'écoute se fait en plaçant en T un écouteur ou un amplificateur « basse fréquence ».

Indépendamment de sa simplicité et de sa commodité de réalisation, le montage qui vient d'être décrit permet de réaliser un récepteur très souple. En effet, en choisissant convenablement dans chaque cas la position du point A, on peut utiliser un amortisseur R C′ C″ dont les caractéristiques soient appropriées à toutes les longueurs d'onde.

Comme d'autre part, le condensateur d'accord est lui-même utilisable dans tous les cas, il devient possible d'établir un récepteur dans lequel tous les organes, y compris la réaction, sont indépendants de la longueur d'onde et susceptibles de fonctionner sur n'importe quel cadre. Seul le cadre, qui est hors du poste, doit varier avec elle, par l'un quelconque des procédés utilisés habituellement à cet effet.

Enfin, si la condition « $C' + C'' = \text{constance}$ » est bien réalisée, la longueur d'onde du circuit est pratiquement indépendante du réglage de l'amortisseur, donc de la réaction, contrairement à ce qui se passe ordinairement. Il devient alors possible de régler la réaction sans avoir à retoucher au condensateur d'accord ; d'où une grande simplification de réglage et un meilleur rendement du poste.

Détermination des caractéristiques.

1° **Choix de C' et C''.** — Les capacités C' et C'' doivent tout d'abord remplir la condition

$$C' + C'' = \text{constante.}$$

En outre, il faut que leur somme constante soit faible devant la capacité d'accord du circuit oscillant afin de ne pas augmenter par trop la capacité résiduelle.

On peut prendre par exemple $\frac{0.1}{1\,000}$ μ F, si on fait usage d'une capacité d'accord de 1/1 000 μ F.

Les capacités C' et C'' sont donc deux petites capacités variables, de valeur maxima $\frac{0,1}{1\,000}$ μ F et manœuvrées simultanément en sens inverses de façon que leur somme reste constante. On peut les réaliser commodément à l'aide d'un petit condensateur à lames compensées, montées sur platines isolantes, dont on fait tourner l'un des groupes de secteurs mobiles de 180°.

2° **Choix de R.** — La valeur de R peut varier dans de grandes limites, elle dépend de la valeur de C' et de la position du point A. Il est évident, en effet, que si ce point est très près de la position limite de décrochage, il suffit d'un amortissement très faible pour éteindre les oscillations. Au contraire, si l'accrochage est plus franc, il faudra un amortisseur plus énergique.

En pratique, quelques milliers d'ohms (de 2000 à 15000 par exemple) suffisent et on obtient de bons résultats avec une résistance de l'ordre de 2 000 ohms en fil métallique bobiné sans self.

3° **Choix de la prise médiane.** — Le choix du point A est guidé par les considérations suivantes :

a) Le circuit doit osciller en l'absence de l'amortisseur quelle que soit la valeur du condensateur d'accord.

b) Les oscillations doivent être assez peu énergiques pour pouvoir être éteintes par le jeu de l'amortisseur, ce qui conduit à placer la prise au voisinage de la limite de décrochage.

Or, il y a deux positions limites d'accrochage; l'une près de la plaque, l'autre près de la grille. Il est évident qu'il faudra choisir la première, car dans ce cas la plus grande partie de la self du cadre se trouve dans le circuit de grille et la puissance de la réception est plus grande.

Voici, à titre d'exemples, quelques résultats obtenus avec un cadre

carré de 1 mètre de côté environ, bobiné en spirale en fil de cuivre de $\frac{5}{10}$ de millimètre.

NOMBRE DE SPIRES		
Total	Plaque	Grille
35	3	32
18	3	15
9	2	7
6	2	4

D'ailleurs, le fonctionnement de l'amortisseur est assez souple pour que la position de la prise médiane ne soit pas définie à une spire près, surtout pour les cadres ayant un grand nombre de spires.

4° **Choix de la capacité et de la résistance de détection**. — La capacité et la résistance de détection ont les valeurs habituelles; soit quelques dix-millièmes de μ F pour la capacité γ et 4 Ω pour la résistance ρ qui est reliée au pôle + du filament.

La seule précaution à prendre consiste à utiliser un condensateur à très bon isolement. En effet, en se reportant au schéma de la figure 3, on voit que la capacité de détection est branchée entre la plaque et la grille de la lampe; si elle est mal isolée, tout se passe comme si on connectait une résistance entre la grille et la plaque, d'où une élévation du potentiel moyen de la grille qui entraîne un amortissement supplémentaire, variable avec l'amplitude, des oscillations, et par suite une irréversibilité dans les phénomènes d'accrochage.

Si le condensateur est mal isolé, on peut retrouver un bon fonctionnement en reliant la résistance de fuite au pôle — du filament, ou mieux, en un point convenablement choisi sur un potentiomètre placé en shunt sur le filament. Par cet artifice on peut retrouver un accrochage réversible tout en conservant à la détection son efficacité maxima.

Conclusion.

Le principe schématisé figure 3 permet de construire un récepteur sur cadre, à réaction, de réalisation commode et de fonctionnement très souple.

Si les divers organes sont bien établis, les différents réglages, accord et réaction, sont pratiquement indépendants les uns des autres, surtout sur les grandes ondes, et l'accrochage peut être rendu progressif et réversible.

En outre, les caractéristiques du récepteur sont indépendantes de la longueur d'onde et peuvent être établies une fois pour toutes; seul, le cadre doit être approprié à l'onde à recevoir comme dans tout récepteur de ce type.

E. Fromy.

OPTIQUE ET RADIOÉLECTRICITÉ

Par Léon BOUTHILLON

Ingénieur en chef des Télégraphes.

L'article que j'ai eu l'honneur de publier dans *l'Onde Electrique*, en juillet 1925, a eu la bonne fortune de susciter, de MM. André Blondel et Albert Turpain, de magistrales pages d'histoire. N'eût-il eu pour mérite que de donner à ces deux savants l'occasion de nous rappeler leur éminente contribution à la radioélectricité, que je m'estimerais pleinement satisfait.

En disant que les radiocommunications ont été étudiées et développées plutôt par des électriciens que par des spécialistes de la vieille physique, j'ai eu l'intention d'énoncer un fait général qui n'exclut pas des exceptions. J'avais moi-même cité M. André Blondel, qui n'est pas seulement un électricien, mais dont les travaux dans le domaine de l'optique et de l'éclairage font autorité. Quant à M. Turpain, tout le monde connaît son rôle dans l'histoire de la radioélectricité et sait d'ailleurs qu'il est un éminent physicien. La magistrale leçon de physique qu'il nous donne à propos de l'œuvre de Hertz est à elle seule une preuve et la mémoire de ce savant a dû tressaillir d'aise de se voir défendu avec tant de chaleur et d'éloquence. Mais ce que je déplorais était justement que les techniciens, négligeant de suivre son exemple, aient, en fait, oublié que phénomènes lumineux et phénomènes électriques constituent une même classe, ont la même origine et sont soumis aux mêmes lois. Si l'on voulait être complet, il y aurait d'ailleurs d'autres noms à citer, ne fût-ce que celui de Henri Poincaré, à

qui on doit ce théorème fondamental que, quel que soit le diagramme désiré, une combinaison d'antennes verticales permet de l'obtenir.

Mais cela n'empêche qu'en exceptant la radiogoniométrie, les techniciens ont longtemps négligé cet aspect de la question; M. Blondel le confirme quand il dit que les milieux techniques paraissent n'avoir compris qu'à une époque récente l'intérêt que présentent les antennes en nappe; et c'est un fait que, depuis l'installation à la station de Boulogne-sur-Mer d'un poste d'émission Bellini-Tosi par l'Administration des Postes et Télégraphes, installation à laquelle j'ai collaboré en 1909 et qui avait pleinement répondu à l'attente des inventeurs, aucune importante station d'émission dirigée n'a été construite jusqu'au jour où les ondes courtes ont remis le problème à l'ordre du jour.

Pour conclure, les savants qui ont été cités ci-dessus, et en particulier MM. Blondel et Turpain, ont montré par les beaux travaux dont ils ont enrichi la radioélectricité, l'aide que d'autres domaines de la physique peuvent lui apporter. Leur œuvre est une preuve vivante à l'appui de ma thèse.

L. Bouthillon.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Liste des nouveaux sociétaires

MM. Mercier (Jean), maitre de conférences de Physique à la Faculté des Sciences de Bordeaux, 81, rue de Vincennes, Bordeaux.

Cavin (Robert), radio-électricien, 21 *ter*, quai de la Gironde, Paris-19e.

Ulmann (Robert), ingénieur, Prague XVI, Na Vaclavce 31 (Tchécoslovaquie).

Schöbl (Henri), employé technique, Prague III, Nerndova 25 (Tchécoslovaquie).

Jaudera (Jean), ingénieur en chef de la station Haniska, près de Kosice (Tchécoslovaquie).

Carmine (Georges), ingénieur radio, 17 *bis*, avenue Parmentier, Paris-11e.

Masselin (Jacques), étudiant, 23, rue Lamourouse, Bordeaux.

Libes (Étienne), ingénieur électricien, 72, rue Dutot, Paris-15e.

Picard (Maxime), ingénieur A. M. et E. S. E., 10, rue Mélingue, Paris-19e.

Roulaud (Robert), capitaine du génie, 117, rue Caulaincourt, Paris-18e.

Bocquenet, chef-monteur radio, 29, avenue Hainguerlot, à Stains (Seine).

Rage (Auguste), professeur à l'École secondaire du Sacré-Cœur, 1, impasse de Conflans, Charenton.

PROCHAINE RÉUNION

MERCREDI 24 FÉVRIER 1926

Salle de la Société d'Encouragement à l'Industrie Nationale,

44, RUE DE RENNES, 44

Communications.

2e Conférence de documentation par M. R. Jouaust.

Les progrès récents dans la construction et l'emploi des lampes à plusieurs électrodes.

Lois d'émission du tungstène pur et thorié. — Phénomènes de charge d'espace et d'émission secondaire. — Ondes ultra-courtes. — Nouvelles triodes puissantes d'émission. — Projections.

Communication de M. Jammet.

Système de communications électriques secrètes.

Le problème du secret des communications en général. — Quelques mots sur les solutions précédentes. — Principe de la solution présentée. — Réalisation et premiers résultats obtenus. — Projections.

Réunion du mercredi 19 mars 1926.

Communications probables.

Communication de M. Pagès

Présentation d'un amplificateur B. F. à résonance réglable.

Des inconvénients que l'on rencontre quand on utilise la rétroaction dans les amplificateurs B. F.: une bonne sélectivité ne s'obtient qu'au détriment de la constante de temps de l'appareil. — Un moyen simple de tourner la difficulté: emploi d'un système de rétroaction en opposition de phases. — Présentation d'un amplificateur basé sur ce principe et expériences.

Date des réunions ultérieures

Mercredi 21 avril 1926.
Mercredi 19 mai 1926.
Mercredi 16 juin 1926.
Mardi 6 juillet 1926.

LES PROGRÈS RÉCENTS DANS LA CONSTRUCTION DES LAMPES A PLUSIEURS ÉLECTRODES [1]

Par R. JOUAUST

Sous-directeur du Laboratoire Central d'Électricité.

SOMMAIRE. — Les lois de l'émission d'électrons par les métaux portés à haute température sont encore assez mal connues et les formules établies par divers physiciens donnant la valeur de cette émission par unité de surface en fonction de la température sont assez différentes.

Quoi qu'il en soit, le fait d'utiliser des filaments recouverts d'une couche monomoléculaire de thorium a permis de réaliser des lampes de réception de faible consommation et des lampes d'émission puissantes fonctionnant sous des tensions plaque peu élevées.

La cause des bruits si gênants dans les lampes de réception est encore inconnue. On ne peut l'attribuer, comme l'avait fait Schrottky, à un phénomène physique.

L'émission d'électrons est accompagnée de phénomènes secondaires dont il faut tenir compte, car, dans bien des cas, ils sont susceptibles d'influer sur le fonctionnement des lampes à l'émission.

Lampes à filament thorié. — L'emploi du filament de tungstène thorié constitue certainement le progrès le plus important apporté pendant ces dernières années à la fabrication des lampes.

La lampe à filament de tungstène pur nécessitait un courant de chauffage assez important, de l'ordre de 0,6 à 0,7 ampère pour les lampes de réception ordinaire. Un courant de cette valeur ne pouvait être fourni que par des accumulateurs, appareils délicats dont l'entretien et surtout la charge constituaient une grosse sujétion.

Etait-il possible de le réduire?

Pour un filament de surface S la quantité d'énergie rayonnée par unité de temps w est, en désignant par T la température absolue du filament,

$$w = S\,F(T) \tag{1}$$

Le courant maximum (courant de saturation) I_s est également de la forme

$$I_s = S\,\varphi(T) \tag{2}$$

donc

$$\frac{I_s}{w} = \psi(T) \tag{3}$$

---

[1] Conférence de documentation faite à la Société des Amis de la T. S. F., le 24 février 1926.

Autrement dit, pour une température donnée, le rapport du courant de saturation à la puissance consommée par le chauffage du filament est une constante.

Si l'on diminue la puissance *w* consommée par le filament, on diminue le courant de saturation que le triode peut émettre.

Il est vrai que pratiquement, par suite de ce qu'on appelle la charge d'espace, le courant électronique débité par le filament est inférieur au courant de saturation et, dans une lampe à trois électrodes dans les conditions ordinaires, ce courant est indépendant dans les conditions où est utilisée la lampe de la température du filament, du moins dans certaines limites.

Il ne dépend que des tensions de la grille et de la plaque.

On peut réduire la tension aux bornes de la lampe et par suite le courant de chauffage dans certaines limites sans modifier ses propriétés amplificatrices.

Mais si on pousse trop loin cette réduction, la valeur minima de courant que permet la charge d'espace dans les conditions indiquées devient égale ou supérieure au courant de saturation, la lampe perd toutes ses propriétés [1]. Avec les lampes ordinaires, la réduction de puissance de chauffage compatible avec un bon fonctionnement de la lampe est peu important.

On peut toutefois réaliser et on a réalisé des lampes à filament de tungstène pur ayant une consommation moindre que les lampes ordinaires.

Diminuons la surface S, c'est-à-dire utilisons un filament plus fin, on pourra lui faire atteindre la même température absolue avec une consommation de puissance moindre pour le chauffage.

Le courant de saturation sera également moindre.

Toutefois par un dimensionnement convenable des données géométriques de la lampe, on pourra faire en sorte que le courant qui permet la charge d'espace ne soit qu'une fraction du courant de saturation.

C'est le principe des lampes dites « W » construites par M. Beauvais et utilisées pour certaines applications par la Radiotélégraphie militaire.

Mais, d'une part, de semblables lampes nécessitent un filament plus mince, par suite très fragile.

D'autre part, la nécessité de ne pas avoir une résistance interne

---

[1] Voir Eugène Bloch. Conférences rapports de documentation, « Les phénomènes thermoioniques », chap. IV.

trop élevée ne permet pas de faire décroître en dessous de certaines limites le courant filament plaque correspondant au fonctionnement, car ce courant est un des facteurs qui déterminent la résistance interne.

D'autre part, la considération de la formule (3) nous montre que si nous disposions d'une substance autre que le tungstène telle que la valeur du rapport $\frac{I s}{w}$ fût pour une température donnée plus grande que pour le tungstène, on pourrait, en faisant travailler le filament à une température moindre que celle à laquelle travaille le filament de tungstène dans les lampes ordinaires, obtenir le même courant de saturation avec une consommation de puissance moindre dans le chauffage et par suite, par simple substitution dans une lampe au filament de tungstène ordinaire, se trouver dans les mêmes conditions de fonctionnement.

Ceci nous amène à parler des lois de l'émission thermionique.

Lois de l'émission thermionique. — Richardson avait montré que le courant de saturation, par unité de surface, due à l'émission thermionique était reliée à sa température absolue T par une relation de la forme

$$i' = A\, T^{1/2}\, e^{-\frac{b}{T}}$$

A et *b* étant des constantes caractéristiques de la substance portée à haute température en émettant des électrons (1).

Plus tard, en s'appuyant sur d'autres considérations, Richardson a été conduit à la formule (2)

$$i' = C\, T^2\, e^{-\frac{b}{T}}$$

Il est à remarquer que ces deux formules concordaient également bien avec les expériences entreprises pour les vérifier.

Plus tard Dushman est arrivé à la relation

$$i' = B\, T^2\, e^{-\frac{b}{T}}$$

qui diffère de la formule identique de Richardson par ce fait que la constante B ne dépend plus de la nature du métal émetteur, mais est une constante universelle ayant pour valeur (3)

$$B = 60,2$$

(1) Pour la démonstration de cette formule voir Bloch, « Les phénomènes thermoioniques », chap. III.
(2) Bloch, *loc. cit.*
(3) Dushman, *Physical Review*, 1922, t. 20, p. 109; *American Electrotechnical Society*, t. 44, pp. 101-116.

Finalement, d'après Dushman [1], l'émission en ampères par centimètre carré de tungstène pur à la température absolue T serait donnée par la relation [2]

$$I = 60{,}2\, T^2 e^{-\frac{52\,600}{T}}$$

ou sous forme logarithmique

$$\log I = 1{,}7792 + 2 \log T - \frac{52\,600}{2{,}303\, T}$$

On voit que, d'une façon générale, pour augmenter l'émission, il y aurait intérêt à prendre un corps pour lequel la constante que nous avons désignée par b soit faible.

De quoi dépend cette constante?

On sait que les métaux peuvent être considérés comme contenant des électrons libres, ceux-ci formant une espèce de gaz électronique dans lequel baignent les atomes du métal. Si ce gaz électronique intérieur ne s'échappe pas, c'est qu'il existe à la périphérie du métal une couche double dont la face positive est tournée du côté du métal et la face négative vers l'extérieur.

Cette couche est formée par des électrons qui s'étant échappés du métal et l'ayant par suite laissé chargé positivement ont été attirés par lui et sont venus s'accumuler à sa périphérie.

Si on désigne par V la différence du potentiel créée par cette couche double entre le métal et l'extérieur, un électron ne peut s'échapper du métal qu'en effectuant un travail eV, e charge de l'électron.

On démontre que

$$b = \frac{eV}{K}$$

K étant la constante des gaz rapportée à l'électron et pour laquelle on trouve une valeur comprise entre 1,25 et $1{,}27 \times 10^{-16}$ erg par degré, suivant qu'on admet pour constante d'Avogadro 60 ou 68×10^{22}.

D'autre part, Richardson a montré que la différence entre les facteurs b correspondant à deux métaux différents était proportionnelle à leur différence de potentiel au contact.

Pour obtenir une grande émission électronique, il y aurait donc lieu de choisir un corps fortement électropositif.

C'est ainsi qu'on peut se rendre compte que le sodium à 400° K a une émission égale à celle du tungstène à 2 000°.

---

[1] Dushman et Ewald, *General Electric Review*, vol. 26, n° 3, mars 1923, p. 154.
[2] Roy, *Phil. Mag.*, t. 47, 1924, p. 561, arrive à une conclusion identique.

Mais à 400° la tension de vapeur du sodium serait telle que le fonctionnement de la lampe serait impossible.

Une curieuse remarque attira l'attention de Langmuir sur les propriétés du tungstène incandescent recouvert d'une couche mince d'une autre substance et l'amena à la réalisation du filament thorié.

Depuis longtemps, les fabricants de lampes à incandescence incorporaient un peu d'oxyde de thorium dans le filament de tungstène pour le rendre moins fragile [1].

On s'aperçut que dans certaines lampes à trois électrodes construites avec des filaments contenant de l'oxyde de thorium, l'émission thermionique était particulièrement élevée dans certains cas. Ce phénomène se produisant particulièrement dans les lampes à plaque de cuivre ou de nickel mélangé de cuivre.

Il est probable que le cuivre était volatilisé par la chaleur due au bombardement cathodique pendant la fabrication. La vapeur de cuivre réduisait l'oxyde de thorium et l'émission électrique était momentanément très accrue. C'est ainsi que Langmuir fut conduit à la préparation des filaments thoriés.

Le mode de préparation de ces filaments [2] est le suivant : une proportion de 1 à 2 °/₀ d'oxyde de thorium est incorporée au filament. Ce filament est porté quelques secondes à une température comprise entre 2600 et 2900° K, puis quelques minutes à une température comprise entre 2000 et 2100° K.

La première opération de chauffage a pour but de débarrasser le filament de ses impuretés gazeuses et en même temps de provoquer la transformation de l'oxyde de thorium en thorium métallique, la seconde de déclancher le phénomène de diffusion qui a pour effet de recouvrir le filament d'une mince couche de thorium.

Sous l'effet de la chaleur, en effet, le thorium diffuse de l'intérieur du filament vers la périphérie, de même que dans la cémentation du fer le carbone diffuse de la périphérie vers le centre. Les lois de cette diffusion ont du reste été étudiées par Langmuir.

En vertu de cette diffusion, l'épaisseur de la couche de thorium qui recouvre le filament de tungstène devrait croître indéfiniment. Mais elle est limitée par l'adsorbtion du thorium. Il se produit à ce sujet un phénomène assez curieux. A côté de l'évaporation normale du thorium, il se produit ce que Langmuir a appelé l'évaporation induite.

---

[1] Thomson et Bartlett, « Thermionic valves vith dull-emitting filaments », *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, t. 62, août 1924, pp. 689-700.
[2] Langmuir, *Physical Review*, t. 22, octobre 1923, pp. 357-398.



Lorsqu'un atome de thorium provenant de l'intérieur du filament arrive à la surface en un point où se trouve déjà du thorium, il facilite son évaporation.

Le résultat de ces divers phénomènes est le suivant. Pourvu que la température du filament ne soit pas supérieure à 2000° K, le filament est recouvert uniformément d'une *couche monomoléculaire* de thorium, qui s'entretient, le thorium évaporé étant immédiatement remplacé par du thorium diffusé.

Cette couche monoatomique de thorium fournit une émission bien supérieure à celle du tungstène pur, elle est, à température égale, près de 10 000 fois plus grande.

D'après Langmuir [1], cette forte émission n'est pas due aux propriétés du thorium, mais à la différence de potentiel au contact thorium-tungstène qui faciliterait l'émission des électrons.

D'après Dushman et Ewald [2], l'émission thermionique par cm² de surface à la température absolue T serait en ampères

$$I = 60{,}2\, T^2 e^{-\frac{34.100}{T}};$$

au contraire, d'après Kingdon [3], elle serait jusqu'à 2 000° absolus égale à

$$I = 7\, T^2 e^{-\frac{32.100}{T}}.$$

Ces deux formules conduisent à des résultats assez différents.

Ainsi, d'après Dushmann et Ewald, l'émission à 1900° serait de 3,55 ampères par cm²; d'après Kingdon, elle ne serait que de 1,16 ampère.

Nous donnons ci-dessous quelques résultats déduits de la formule de Kingdon.

T	$\frac{J}{\text{cm}^2}$ Ampères	$\frac{J}{E}$ milliampères par watt
1400	$1{,}51 \times 10^{-3}$	0,39
1500	8×10^{-3}	1,42
1600	$3{,}5 \times 10^{-2}$	4,4
1700	$1{,}3 \times 10^{-1}$	11,8
1800	$4{,}1 \times 10^{-1}$	28,4
1900	1,16	62
2000	2,96	122

(1) *Physical Review*, t. 22, 1923, pp. 357-398.
(2) Dushman et Ewald, *loc. cit.*
(3) Kingdon, *Physical Review*, t. 24, 1924, pp. 512-524.

La valeur de l'émission en fonction de la puissance de chauffage a été déduite de la formule

$$\log E = 3{,}680\,(\log T - 3{,}3) - \frac{1040}{T} + 1{,}25$$

E représentant les watts rayonnés par centimètre carré.

A partir de 2000 degrés, le rapport de vitesse de diffusion à la vitesse d'évaporation est tel que la couche monomoléculaire de thorium ne peut se maintenir complètement. Le filament de tungstène n'est plus que partiellement recouvert de thorium.

Dans ces conditions, d'après Kingdon [1], l'émission en ampères par cm² pourrait se déduire de la formule

$$I = (a_1{}^{\theta} + a_2{}^{(1-\theta)} - 1)\,T^2 e^{-\frac{b_1\theta + b_2(1-\theta)}{T}}$$

θ étant le rapport entre la surface totale et celle recouverte de thorium avec

$$a_1 = 7 \qquad a_2 = 60 \qquad b_1 = 32\,100 \qquad b_2 = 52\,200.$$

Comme on le voit, il convient de ne jamais faire travailler les lampes à filament thorié à une température supérieure à 2000°.

La couche de thorium est excessivement sensible aux traces de gaz que peut contenir la lampe. Une des raisons est que ces traces de gaz peuvent être ionisées par choc et les ions positifs venir bombarder le filament. Ce bombardement peut détruire la couche de thorium. La manière dont se produit cette destruction a été étudiée par Langmuir et Kingdon [2].

Des traces d'oxygène qui viennent former une mince couche au-dessus de la couche de thorium diminuent beaucoup l'émission.

Il est donc nécessaire, non seulement de faire un très bon vide, mais d'empêcher les corps solides contenus dans la lampe (électrodes, paroi intérieure de l'ampoule) de dégager la mince couche de gaz adsorbé qui les recouvre. Tous les corps solides sont en effet recouverts d'une mince couche gazeuse. On est encore mal fixé sur la nature du phénomène qui retient cette couche, mais on lui a donné le nom d'adsorbtion [3].

Il convient donc de débarrasser le mieux possible les électrodes des gaz occlus.

Il est plus difficile de purger la grille des gaz occlus. Thomson [4]

---

(1) Kingdon, *loc. cit.*
(2) *Physical Review*, t. 22, 1923, pp. 148-160.
(3) Dunoyer, *La technique du vide*, p. 168.
(4) Thomson et General Electric Cy, brevet anglais 169546.

recommande le procédé suivant : recouvrir la grille d'un vernis constitué par du celluloïd mélangé d'un peu de phosphore rouge dissous dans l'acétate d'amyle dilué d'alcool éthylique. Ce vernis, lorsque la grille a légèrement chauffé, l'enduit de telle sorte que les gaz occlus ne peuvent pas s'échapper.

Pendant la fabrication de ces lampes, on place sur la plaque un peu de magnésium. La lampe terminée et vidée, au moyen de courants induits de haute fréquence, on porte la plaque au rouge. Le magnésium se volatilise et vient se déposer sur l'ampoule.

L'action du magnésium est double. Il parfait le vide de la lampe par un mécanisme analogue à celui du getter dans les lampes à incandescence [1].

De plus la couche de magnésium qui vient tapisser intérieurement la paroi intérieure de l'ampoule s'oppose à l'émission des gaz absorbés par cette paroi.

Une remarque s'impose dans la construction des lampes en tungstène thorié.

Une lampe de cette espèce ne donnerait pas exactement les mêmes caractéristiques qu'une lampe à filament de tungstène pur.

La caractéristique serait légèrement décalée vers les abscisses positives [2].

Cela tient à la différence de potentiel au contact tungstène thorium.

Cette différence de potentiel au contact a pour effet de donner aux abcisses représentant la tension grille un déplacement dans le sens positif de 1,5 volt.

Il importe de tenir compte de ce fait dans la prédétermination des constantes géométriques de la lampe.

Nous n'insisterons pas sur les différents types de lampes de réception réalisés avec le filament thorié.

Tout le monde sait qu'on est arrivé à construire des lampes donnant toute satisfaction et consommant comme courant de chauffage dans le filament 0,07 ampère sous 4 volts.

Toutefois l'emploi de ces lampes est plus délicat que celui des lampes à filament de tungstène pur.

Il faut éviter de pousser le filament et de dépasser la température de 2 000 K, sinon, comme nous l'avons dit, le thorium s'évapore trop rapidement et cesse de recouvrir toute la surface du filament. Il est

---

(1) Dunoyer, *La technique du vide*, p. 212.
(2) Thomson et Bartlett, *loc. cit.*

possible, il est vrai, de régénérer le filament partiellement détérioré. Ces lampes sont aussi beaucoup plus irrégulières que les lampes à tungstène pur. La valeur de l'émission varie beaucoup avec la durée de fonctionnement et leurs propriétés amplificatrices diminuent rapidement.

D'après White (1), lorsque des lampes à filament thorié sont mises en essai de durée (grille réunie au négatif du filament tension normale appliquée à la plaque), l'émission électronique commence par croître, puis décroît.

Ainsi White signale des résultats obtenus sur « des radiotrons modèle 210 A de la General Electric Cy ».

L'émission initiale était d'environ 40 milliampères et la lampe était considérée comme hors d'usage lorsque cette émission était tombée à 20 milliampères.

Parmi les lampes essayées certaines n'eurent qu'une durée de 100 heures, d'autres une durée de 1 000 heures. Mais dans tous les cas, l'émission électronique augmenta pendant la moitié de la vie, pour diminuer pendant la deuxième moitié. D'après Thomson et Bartlett, ces variations d'émission ne se produiraient pas si la pression de gaz restait toujours inférieure à 0,00001 millimètre.

Il est difficile d'utiliser des tensions élevées sur les plaques des lampes à filament thorié.

La raison en est la suivante :

Tous les électrons ne vont pas à la plaque, quelques-uns vont bombarder le verre et cela avec une vitesse d'autant plus grande que la tension filament plaque est plus élevée. Il en résulte un échauffement local du verre d'autant plus élevé que la vitesse de l'électron est plus grande et par suite une libération du gaz adsorbé au point d'impact.

La valeur de la tension maximum admissible dépend des dimensions de l'ampoule. Elle est d'autant plus grande que l'ampoule est elle-même plus grande.

Tout récemment des perfectionnements ont été apportés dans la fabrication du filament de tungstène thorié.

On a constaté que l'addition d'un peu de carbone au filament le rendait moins sensible à l'action des gaz. C'est avec ce filament nommé « XL » que la General Electric Cy à pu construire récemment des lampes d'émission donnant 1 kilowatt sous 2 000 volts (2).

(1) *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 13, oct. 1925, pp. 625-645.
(2) Warner et Pike, *Transactions of the Institute of Radio Eng.*, t. 13, oct. 1925, p. 589.



Dans ces lampes le filament fonctionne à 2000° K avec une émission d'environ 100 milliampères par watt.

Le filament thorié et carburé est-il le dernier perfectionnement d'ici quelques années dans la construction des lampes. Certaines publications faites par Langmuir et Kingdon sur leurs travaux peuvent nous laisser espérer que d'autres perfectionnements seront réalisés d'ici peu.

Nous avons signalé que la présence de gaz dans une lampe à filament thorié diminuait l'émission et qu'une partie de cette diminution était due à une adsorption du gaz autour du filament. Mais cette action ne se produit pas avec tous les gaz, au contraire, c'est ainsi que Kingdon (1) a constaté qu'avec des traces d'azote dans une lampe à filament thorié, l'émission était quintuplée.

Ceci serait dû, d'après Kingdon, à une modification de la constante de la formule de Richardson. Il suffirait d'une pression d'azote de 0,1 μ dans l'ampoule pour arriver à ce résultat.

D'autre part Kingdon et Langmuir (2) ont étudié l'émission de filaments de tungstène ayant adsorbé de la vapeur de cæsium. Tout d'abord il semble que l'émission est maximum lorsque le cæsium ne recouvre que les 98 centièmes de la surface du filament.

D'autre part, si on fait adsorber au filament de tungstène de l'oxygène avant de le traiter par la vapeur de cæsium, l'émission est fortement augmentée.

Nous nous bornerons à ces quelques citations de travaux qui ne sont pas encore sortis du domaine du laboratoire. L'avenir nous apprendra si ces recherches conduisent à quelques applications pratiques en radiotélégraphie.

Les bruits dans les lampes.

On sait que toutes les lampes placées sur un amplificateur donnent naissance à des bruits dans les écouteurs placés dans la plaque de la dernière lampe. Ces bruits ont évidemment pour cause des variations brusques dans le courant de plaque des lampes et ce sont en particulier les variations de courant dans la première lampe qui, amplifiées, se font entendre dans le téléphone.

Ces bruits parasites limitent beaucoup le rôle des amplificateurs. Il faut que la transmission à amplifier ait déjà une certaine intensité pour qu'après amplification, elle se détache sur les bruits parasites

(1) *Physical Review*, t. 24, 1924, pp. 512-522.
(2) *Ibid.*, t. 23, 1924, pp. 112-113.

qui créent ainsi une sorte de seuil auditif qui serait notablement abaissé si le courant plaque des lampes restait parfaitement stable. Il semble évident que ces bruits parasites sont dus à des défauts de fabrication et il serait intéressant d'en connaître la cause pour chercher à les éliminer.

On distingue deux sortes de bruits : 1° un souffle continu analogue à un bruit de vagues, 2° des crépitements.

Il nous a semblé qu'on pourrait attribuer le premier à des traces de gaz restant dans des lampes. Le fait est qu'il augmente beaucoup lorsqu'on chauffe l'ampoule ce qui provoque un dégagement du gaz adsorbé.

Les crépitements, par contre, semblent provenir du filament. Les fabricants estiment en effet que certains échantillons de fil de tungstène donnent des crépitements et d'autres n'en donnent pas. D'autre part, nous avons eu, il y a quelques années, l'occasion de faire faire par l'habile spectroscopiste qu'était M. de Grammont l'examen de divers échantillons de tungstène. Dans l'un donnant de très forts crépitements, il avait trouvé les raies ultimes du molybdène.

Il est vrai que King [1] affirme que les bruits des lampes sont dus à des inégalités d'absorption des électrons par la grille et qu'ils dépendent de l'impédance placée dans le circuit plaque.

Nous avouons n'avoir pas très bien compris le mécanisme du phénomène ainsi invoqué. Mais alors que tous les efforts étaient tournés vers la recherche des causes accidentelles de ces crépitements pour chercher de suite à les éliminer, un travail du physicien allemand Schottky est venu jeter le trouble dans l'esprit de tous ceux qui s'occupent de la question des lampes. D'après Schottky [2], ces brusques variations du courant plaque ne seraient nullement dues à des causes accidentelles, mais constitueraient un phénomène physique caractéristique de l'émission thermionique.

On sait à l'heure actuelle qu'il n'y a pas de phénomènes physiques continus pas plus qu'il n'y a de matière homogène. S'il nous paraît en être autrement, c'est que nous portons nos observations sur des temps relativement grands ou sur des quantités de matière assez considérables. Ainsi 2 cm^3 prélevés dans une solution nous paraissent contenir la même quantité du corps dissous, mais si nous pouvions faire l'analyse de volumes très petits de la solution, nous constaterions qu'en réalité les proportions des corps dissous varient beaucoup

---

(1) *The Bell System Technical Journal*, t. II, oct. 1923, p. 63.
(2) *Annales der Physik*, t. 57, 1918, pp. 541-567.



d'un volume à l'autre. Il y a ce qu'on appelle des fluctuations du corps dissous dans le solvant et c'est ainsi qu'on arrive à expliquer par exemple les phénomènes d'opalescence qu'on constate dans certaines solutions (1). Au fond, la continuité apparente que nous constatons dans la plupart des phénomènes physiques ne serait qu'un équilibre statique.

C'est ainsi que le courant dû à l'émission thermionique ne nous paraît constant que parce que nous l'observons pendant un temps assez long. Mais il présente par rapport à l'état moyen que nous observons des fluctuations d'autant plus espacées que leur amplitude est plus grande.

Schottky avait fait une étude complète du phénomène auquel il avait donné le nom de « Schroteffekt » (effet de grains de plomb).

D'après Schottky, si dans une diode on intercale un circuit oscillant constitué par une inductance et une capacité en dérivation, le « Schroteffekt » a pour conséquence de produire des oscillations dans ce circuit, oscillations dont l'amplitude dépend de la valeur « e » charge de l'électron. Plusieurs formules relatives à l'amplitude de ces oscillations ont été proposées par Schottky, par Fürth (2) et par Fry (3).

Ainsi, d'après ce dernier auteur, la tension efficace aux bornes du condensateur du circuit oscillant pourrait se déduire de la formule

$$V^2 = \frac{ei}{2C^2} \frac{L}{C\left(1 + \frac{L}{RR_1C}\right)} \left[1 + \frac{C}{L} \frac{R^2}{1 + \frac{R}{R_1}}\right]$$

e charge de l'électron, L et C inductance et capacité du circuit oscillant, R résistance de la bobine de self-induction, R_1 résistance du circuit filament plaque.

Des vérifications ont été tentées par divers physiciens, vérifications qui se justifient du reste assez mal.

Hartmann trouva pour valeur de $e = 4{,}6 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques C G S.

Hull et Williams (4) trouvent $4{,}76 \times 10^{-10}$.

Mais Fürth trouve des valeurs variant de $2{,}2 \times 10^{-10}$ à $8{,}2 \times 10^{-10}$. La valeur généralement admise pour e est $4{,}2 \times 10^{-10}$.

Quoi qu'il en soit, si les bruits que nous constatons dans nos

(1) Perrin, *Les atomes*, chap. V.
(2) *Physikalische Zeitschrifft*, t. 23, 1922, p. 354.
(3) *Journal of the Franklin Institute*, t. 199, 1925, p. 203.
(4) Hull et Williams, *Physical Review*, t. 25, 1925, pp. 147-173.

lampes avaient une cause de physique générale comme celle invoquée par Schottky, ils seraient inhérents au phénomène utilisé et on ne saurait songer à s'en affranchir par un perfectionnement dans la construction des lampes.

Toutefois nous devons remarquer que Schottky lui-même estimait que le « Schroteffekt » ne pouvait s'opposer qu'à la perception de transmissions radiotélégraphiques donnant à la réception une puissance de l'ordre de 10^{-14} watt, c'est-à-dire bien inférieure aux puissances des transmissions que le bruit des lampes nous empêche de percevoir. L'étude du « Schrotteffekt » a été reprise récemment par Johnson [1].

Johnson, utilisant des circuits oscillants de basse fréquence, arrive à la conclusion que le « Schroteffekt » est fortement affaibli par la charge d'espace et que ce sont probablement des migrations d'ions qui produisent ces bruits parasites si gênants dans l'emploi des lampes.

Il semble donc possible pour les fabricants d'arriver à améliorer la construction des lampes.

Nous devons mentionner que d'après Thomson et Bartlett, les lampes à filament thorié étaient exemptes de ces bruits Nous devons malheureusement déclarer que nous avons constaté qu'il n'en était pas toujours ainsi.

Nous sommes du reste d'accord avec les deux auteurs cités pour reconnaître qu'en outre ces lampes donnent ce qu'ils appellent des bruits microphoniques, c'est-à-dire de fréquence musicale, provoqués par les vibrations du filament, vibrations que peuvent amorcer les moindres secousses auxquelles les lampes sont soumises.

Les radiations secondaires dans les lampes à trois électrodes.

Jusqu'ici, nous sommes habitués à considérer le phénomène qui se passe dans les lampes sous la forme suivante :

Sous l'action combinée du champ produit par la plaque et la grille, des électrons sortent du métal incandescent. Quelques-uns sont arrêtés au passage par la grille, mais la plus grande partie va à la plaque.

En réalité les phénomènes peuvent être beaucoup plus complexes.

(1) *The Bell System Technical Journal*, oct. 1925; *Physical Review*, t. 26, juillet 1925.

Souvent en traçant des caractéristiques de lampes, nous avons constaté certaines anomalies dans ces courbes, le courant plaque passait, même dans des lampes parfaitement vidées, par des maximum ou des minimum.

Il semble que ce soit Appleton (1) qui ait pensé à attribuer au rayonnement secondaire des électrons ces anomalies. L'idée a été reprise par Gill (2). C'est d'ailleurs sur cette émission d'électrons secondaires qu'était basé le principe du dynatron de Hull, mais il semble que pendant un certain temps on ait hésité à admettre qu'une semblable émission secondaire pouvait avoir lieu sous de faibles tensions.

Ces émissions d'électrons secondaires ont donné lieu ces dernières années à de nombreux travaux (3).

Les résultats de ces recherches sont parfois contradictoires. Nous essayerons dans la mesure du possible de mettre en évidence les résultats les plus vraisemblables et de montrer les conséquences qui peuvent en résulter dans le fonctionnement des lampes à trois ou quatre électrodes.

Considérons avec Lange (4) la caractéristique d'une lampe à trois électrodes obtenue dans les conditions suivantes :

La température du filament peu poussé est très faible, la charge

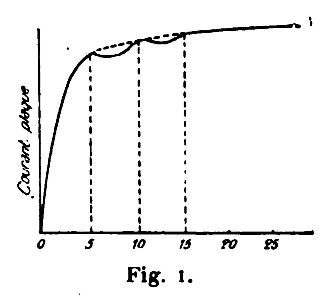


Fig. 1.

d'espace par suite l'est également et il est très possible d'arriver à obtenir le courant de saturation avec de faibles tensions sur les électrodes.

---

(1) *Radio Review*, sept. 1921, p. 504, janv. 1922, p. 55.
(2) *Philosophical Magazine*, t. 45, 1923, p. 866.
(3) Tank, *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, 1922, p. 20.
Farnsworth, *Proceedings National of the Academy of Science*, t. 8, 1922, pp. 251-254.
Davisson et Kunsman, *Physical Review*, t. 14, 1922, p. 253.
Horton et Davies, *Philosophical Magazine*, t. 46, 1923, p. 129.
Gill, *Philosophical Magazine*, t. 46, 1923, p. 994.
(4) *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, t. 26, avri 1925, p. 37.

La grille est maintenue à une tension constante 7 volts et on fait croître progressivement le courant plaque.

La caractéristique ainsi obtenue a la forme représentée dans la figure 1.

On voit qu'entre 5 et 9 volts la caractéristique présente une première bosse, une autre se manifeste entre 10 et 15 volts.

Nous allons voir comment Lange explique ces deux anomalies.

Remarquons tout d'abord que la vitesse d'impact de l'électron sur la plaque ne dépend que du potentiel de cette plaque. Cette vitesse v est en appelant V le potentiel de la plaque, celui du filament étant pris égal à 0, donnée par la relation :

$$1/2\, m\, v^2 = e\, V$$

m masse de l'électron, e sa charge. Autrement dit, cette vitesse est proportionnelle à la racine carrée de la tension plaque.

Lorsque la vitesse d'impact est faible, comprise entre des limites correspondant à 5 et 9 volts, les électrons éprouvent une réflexion sur la plaque et sont renvoyés vers la grille ce qui explique la diminution du courant plaque. C'est pour les vitesses correspondant à 7 volts, que cette réflexion est maximum.

Lorsque la vitesse d'impact devient plus grande, un autre phénomène se produit ; à partir des vitesses correspondant à 10 volts, il y a émission d'électrons secondaires par la plaque. Ces électrons sont renvoyés vers la grille.

Mais à ce moment la plaque est à une tension supérieure à celle de la grille. Ce n'est donc que par suite de leur vitesse initiale que les électrons secondaires peuvent atteindre la grille. Cette vitesse initiale ne leur permet que de surmonter une différence de potentiel de 8 volts, donc quand la plaque sera à une tension supérieure à 15 volts la tension grille étant de 7 volts, les électrons secondaires devront revenir à la plaque et le courant filament plaque reprendra la valeur qu'il aurait eue sans cette émission secondaire.

Dans la figure 1, on a pu tracer en pointillé, en se basant sur le phénomène de continuité, l'allure qu'aurait dû avoir le courant plaque s'il n'avait été troublé par aucun phénomène secondaire.

La connaissance de cette caractéristique du courant plaque abstraction faite des phénomènes secondaires.

On peut démontrer (1) que lorsque les électrons quittent le filament sans vitesse initiale, la manière dont ils se partagent entre la

(1) Tank, *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, t. 20, 1922, p. 83.

grille et la plaque, c'est-à-dire le rapport $\frac{ig}{ip}$ ne dépend que du rapport des tensions plaque et grille, autrement dit :

$$\frac{ig}{ip} = F\left(\frac{vg}{vp}\right)$$

ceci bien entendu lorsque la saturation est atteinte.

Le procédé que nous venons de décrire qui permet par une interpolation précise de déterminer $\frac{ig}{ip}$ en fonction de $\frac{vg}{vp}$ permettra, lorsqu'on obtiendra des courbes déformées par des émissions secondaires, de tracer les caractéristiques telles qu'elles auraient dû être sans ces émissions.

Soient ig_1 et ip_1 les courants observés.

Le courant de saturation est :

$$is = ig_1 + ip_1$$

d'autre part on doit avoir pour une tension plaque et une tension grille données :

$$\frac{ig}{ip} = F\frac{vp}{vp}$$

Ces deux équations permettent de calculer ig et ip.

Mentionnons, d'autre part, que Van der Pol avait signalé depuis longtemps [1] que lorsque $Vg = Vp$ pour une lampe donnée, $\frac{ig}{ip} = c^{te}$ et que par suite les valeurs sont les mêmes qu'il y ait ou non émission d'électrons secondaires.

Nous avons exposé d'une façon très affirmative les lois d'émission des électrons secondaires, ceci pour rendre notre exposé plus clair. En réalité ces lois sont loin d'être nettement établies et les travaux cités peuvent prêter à discussion. Mais il ne faut pas oublier que notre but était précisément d'attirer l'attention sur ces travaux.

Voyons maintenant comment ces phénomènes vont influer sur la manière dont se comportent les lampes dans les conditions d'emploi.

Nous reproduisons d'après Van der Pol (fig. 2) les résultats des relevés des caractéristiques des courants plaque et grille effectués sur une lampe Phillips, les abscisses représentent la tension grille,

(1) Voir Appleton, *Radio Review*, t. 3, 1922, p. 55.
Van der Pol, *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, t. 25, n° 5, 1925.

les ordonnées les courants plaque et grille, la plaque est maintenue à une tension constante de 150 volts. Les courbes en pointillé représentent la forme que devraient avoir les caractéristiques s'il n'y avait pas d'émission secondaire. On voit qu'entre 15 et 120 volts le courant

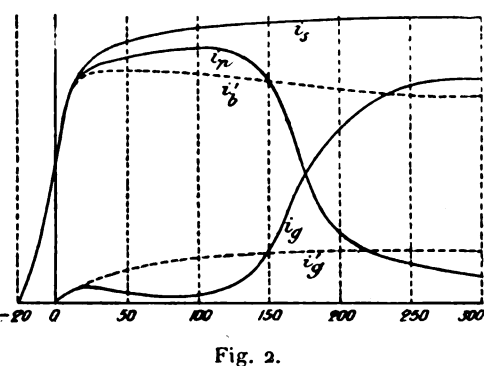


Fig. 2.

grille qui avait augmenté présente une déflexion, le courant plaque étant au contraire plus grand que la valeur qu'il aurait dû avoir normalement.

Pour $Vg = Vp = 150$ volts, les deux courants ont leur valeur normale, puis le courant plaque décroît rapidement, le courant grille croissant au contraire rapidement et devenant plus grand que le courant plaque pour $Vg = 170$ volts.

Pour expliquer cette forme de courbe, Van der Pol admet qu'à partir de 15 volts la grille émet des électrons secondaires qui vont à la plaque, d'où diminution du courant grille et augmentation du courant plaque. Lorsque le potentiel de grille n'est plus inférieur que d'une vingtaine de volts à celui de la plaque, les électrons secondaires peuvent aller de la plaque à la grille, le courant grille commence à augmenter, le courant plaque à diminuer. Lorsque la tension grille est supérieure à la tension plaque, le nombre des électrons secondaires émanés de la plaque qui peuvent atteindre la grille augmente rapidement d'où chute brusque du courant plaque, augmentation rapide du courant grille. D'après Van der Pol, le nombre d'électrons secondaires émis par une plaque de nickel est proportionnel à la vitesse primaire. En particulier pour une vitesse primaire correspondant à 300 volts, il y aurait autant d'électrons secondaires que d'électrons primaires. Nous devons signaler qu'en opérant sur des lampes de réception Marconi nous avons retrouvé des résultats identiques à ceux signalés par Van der Pol, mais que les lampes de

réception françaises nous ont donné des résultats totalement différents. (Voir figure 3.)

Nous devons également signaler que sur certaines lampes, des lampes d'émission en particulier, nous avons constaté une déflexion beaucoup plus marquée du courant grille et même une inversion. Ajoutons du reste que les conditions expérimentales dans lesquelles

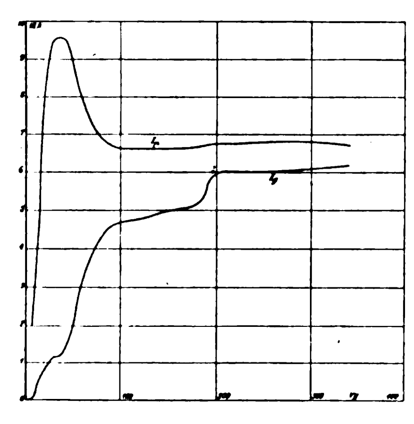


Fig. 3.

nous avons observé cette inversion nous ont laissé supposer que les traces de gaz restant dans la lampe pouvaient jouer, sinon le rôle principal, du moins un rôle accessoire dans cette inversion.

N'existe-t-il pas d'autre moyen que d'admettre une émission secondaire pour expliquer les phénomènes observés?

Si, il est certainement possible de les expliquer en faisant intervenir uniquement la charge d'espace. Nous pouvons exposer à ce sujet les idées contenues dans un travail récent de Gill (1).

L'auteur cherchait à vérifier que quand le filament émettait son courant de saturation pour un rapport donné $\frac{Vg}{Vp}$, le rapport $\frac{Eg}{Ep}$ était ausi constant.

Une tension fixe était appliquée à la grille, une tension fixe à la plaque. On faisait varier l'émission totale du filament en faisant varier le courant de chauffage.

C'est ainsi que l'auteur constatait qu'avec une lampe Mullard, la tension grille étant de 40 volts, la tension plaque de 60 volts, le courant plaque était toujours les 53 % du courant total. Si la tension

(1) Gill, *Philosophical Magazine*, 1925, p. 993.

grille était 40 volts, la tension plaque 10 volts, le courant plaque était les 55 centièmes du courant total.

Dans la lampe Mullard utilisée, le diamètre de la grille était de 4 mm, celui de la plaque de 10 mm.

Reprises avec une lampe Marconi ayant un diamètre de grille de 5 mm, un diamètre de plaque de 25 mm, les résultats furent complètement différents.

La figure 4 représente les résultats obtenus.

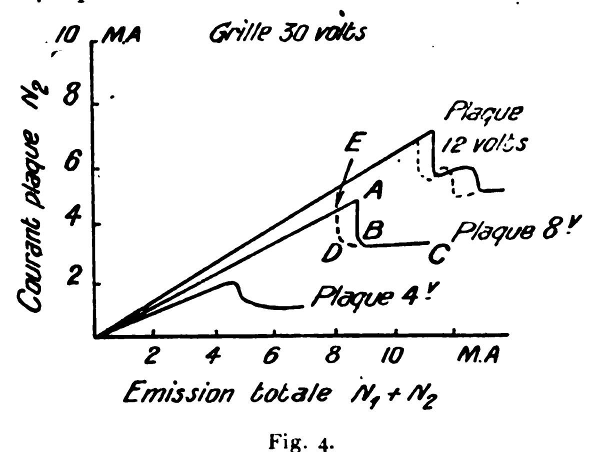


Fig. 4.

Pour faire comprendre l'explication que donne Gill de la diminution brusque du courant plaque, nous croyons utile de revenir tout d'abord sur l'explication qu'a donnée Langmuir du rôle de la charge d'espace [1].

Considérons un diode, on sait que tant que la tension plaque n'est pas suffisamment élevée, le courant filament plaque est inférieur au courant de saturation correspondant à la température du filament et est de la forme

$$i' = \frac{K V^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

d distance des deux électrodes supposées 2 plans,
V potentiel de la plaque (celui du filament est supposé nul),
K une constante dépendant de la forme des électrodes.

Cette formule avait du reste été primitivement donnée par Child [2].

[1] Bloch, *Phénomènes thermoioniques*, chap. VI.
[2] *Physical Review*, t. 32, 1911, p. 498.

Pourquoi tous les électrons que le filament est susceptible d'émettre ne vont-ils pas à la plaque? La raison en est grossièrement la suivante. Les électrons déjà émis et qui cheminent du filament vers la plaque, repoussent ceux qui tendent à sortir. C'est ce qu'on appelle l'effet de charge d'espace. Mais l'analyse mathématique nous permet d'aller plus loin.

En un point quelconque entre la cathode incandescente (supposée plane) et la plaque, on aura en vertu du théorème de Poisson

$$\frac{d^2 V}{d x^2} = -4 \pi \rho$$

V potentiel, ρ densité électrique (nous mettons le signe moins parce qu'il s'agit d'électricité négative).

Si la densité électrique ρ est nulle, l'intégration de cette expression donne une formule linéaire.

Mais si ρ n'est pas nulle, on trouve pour expression de V en fonction de x, une formule parabolique tournant sa concavité vers les ordonnées positives.

Lorsque ρ croît en valeur absolue, il arrive un moment où la déformation de la courbe des potentiels s'accentuant, cette courbe devient tangente à l'axe des x, $\frac{dV}{dx}$ est alors nul pour $x = o$; mais $\frac{dV}{dx}$ pour $x = O$, c'est précisément le champ électrique à la surface de la

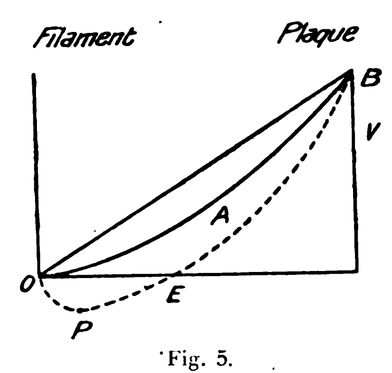


Fig. 5.

cathode : ce champ étant nul, aucune action ne s'exerce plus sur les électrons et le courant ne peut croître au delà de la limite fixée par la valeur de ρ qui annule $\frac{dV}{dx}$ pour $x = O$.

La répartition des potentiels entre filament et plaque est représentée par la courbe OAB (fig. 5).

Mais cette démonstration suppose que les électrons sortent du filament sans vitesse initiale.

Or il n'en est rien. Ils ont une vitesse initiale qui leur permet de sortir du filament même si le champ électrique est nul, et l'émission ne s'arrête que lorsque la densité a une valeur telle qu'au voisinage du filament le champ électrique ait une valeur suffisante pour s'opposer à la sortie des électrons. La répartition des potentiels est alors représentée par une courbe comme celle tracée en pointillé sur la figure. On voit qu'au voisinage du filament il y a une inversion du potentiel. La véritable formule donnant le courant n'est plus

$$i' = \frac{K V^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

mais

$$i' = \frac{K (V + v)^{\frac{3}{2}}}{d_1^2}$$

d_1 étant la distance entre la plaque et le point P de la courbe des potentiels à la tangente est horizontale (champ nul) et v la différence de potentiel changée de signe du point P.

C'est un raisonnement du même genre que Gill' applique à l'espace grille plaque de la lampe.

Quoique la plaque soit à un potentiel plus faible que la grille, les électrons arrivent sur la grille avec une certaine vitesse qui leur permet d'en franchir les mailles.

On peut encore écrire dans l'espace grille plaque.

$$\frac{d^2 V}{d x^2} = -4 \pi \rho$$

Il en résulte que le potentiel ne décroît pas linéairement entre la grille et la plaque, mais suivant une courbe parabolique qui peut présenter un minimum égal à zéro.

Soit d la distance entre la grille et la plaque, x la distance de la grille à laquelle se trouve ce minimum. Le courant qui, en vertu de la formule de Langmuir, peut aller à la grille plaque est

$$i' = \frac{K (V_p)^{\frac{3}{2}}}{(d - x)^2}$$

Or le nombre d'électrons qui franchissent la grille pendant l'unité de temps, c'est-à-dire l'intensité i' du courant qui traverse la grille ne dépend que du potentiel Vg de la grille et de la température du filament. Si les conditions sont telles que

$$i_1 > i'$$

tous les électrons qui ont franchi la grille ne peuvent aller à la plaque, quelques-uns doivent revenir à la grille.

On comprend très bien que dans les expériences citées, l'augmentation de la température du filament puisse produire des conditions telles que les conditions nécessaires pour que tous les électrons ne puissent parvenir à la plaque soient remplies et qu'on observe une diminution du courant plaque.

En tout cas, il existe un fait certain, c'est que dans un triode, lorsque la tension grille devient presque égale à la tension plaque, le courant plaque diminue brusquement et le courant grille augmente.

Or, dans un poste à lampes, pendant que la tension grille croît, la tension plaque décroît. On risque donc d'arriver dans des conditions telles que presque tous les électrons iraient à la grille, l'échauffant inutilement sans fournir d'énergie à la plaque.

C'est du reste ainsi qu'on peut expliquer comment dans des relevés oscillographiques on a obtenu comme forme du courant plaque certaines formes telles qu'on voit le courant plaque croître, puis décroître et croître de nouveau.

Un semblable fonctionnement ne peut être que nuisible à la lampe, car on échauffe inutilement la grille sans en augmenter le rendement.

C'est pour cela que Prince [1] recommande de prédéterminer les postes de telle façon que la tension maximum grille ne dépasse pas les 80 centièmes de la tension minimum de plaque.

On voit aussi que jamais le courant plaque ne peut atteindre sa valeur de saturation correspondant à la température du filament et que par suite tous les calculs de postes basés sur cette donnée doivent être erronés.

Nous avons vu aussi que la manière dont se comporte le courant grille vis-à-vis du courant plaque semble dépendre beaucoup des dimensions géométriques de la lampe.

La comparaison signalée des lampes Marconi et T. M. le montre bien ainsi que les deux expériences de Gill.

Il y aurait donc peut-être intérêt pour les constructeurs à construire des lampes pour lesquelles le courant plaque ne diminue pas trop vite. On pourrait augmenter la puissance qu'il est possible de tirer de la lampe.

De même nous avons vu que le courant grille est susceptible de

---

(1) *Proceedings of Institute of Radio Engineers.* Voir aussi Van der Pol et Posthumus, *Onde Electrique*, août 1925, p. 334.

s'inverser. Il en résulte ce que Prince appelle le bloquage, c'est-à-dire un arrêt des oscillations de la lampe. Là encore, il semble que les dimensions géométriques de la lampe jouent un rôle (ce qui écarterait l'hypothèse d'une émission secondaire). Il y aurait intérêt de la part des constructeurs à vérifier s'il en est bien ainsi et à construire des lampes telles que cette inversion ne puisse pas se produire.

Nous voulons attirer l'attention sur divers points peut-être trop négligés jusqu'ici et dont l'étude pourrait apporter d'importants perfectionnements à la technique des lampes.

Les ondes très courtes.

Nous n'envisagerons dans cet exposé des ondes très courtes que celles qui semblent produites par des phénomènes intérieurs aux lampes.

Nous laisserons de côté les ondes courtes obtenues par les montages ordinaires des postes à lampes ainsi que celles obtenues par résonance des harmoniques comme l'ont fait MM. Gutton et Pierret (1).

En 1919, Whiddington (2) signalait que dans certaines lampes contenant des traces de gaz, des oscillations s'amorçaient sans aucun circuit oscillant extérieur lorsque la plaque étant à un potentiel élevé, la grille était portée à un certain potentiel positif par rapport au filament.

La fréquence de ces oscillations qu'on pouvait recevoir par la méthode hétérodyne dans un circuit accordé voisin ne dépendait que des dimensions géométriques de la lampe et de la tension de la grille.

Whiddington donne l'explication suivante de la production de ces oscillations.

Il admet que sur le filament de tungstène incandescent se trouvent des points particuliers dus probablement à des impuretés et qui par moments émettent des électrons. Ces électrons traversent la grille, arrivés dans l'espace filament plaque ionisent les gaz. Les ions positifs ainsi formés viennent bombarder le filament; au point d'impact la température s'élève, et pendant quelques instants le point ainsi frappé donne lieu à une émission particulièrement élevée d'électrons. Le phénomène produit par les points particuliers de la surface s'entretient ainsi.

La fréquence des oscillations dépend du temps nécessaire à l'ion

(1) *Onde Électrique*, 4e année, n° 45, sept. 1925, pp. 387-393.
(2) *Radio Review*, t. I, n° 2, nov. 1919, p. 53.

positif pour aller de la grille au filament, ce mouvement étant uniformément accéléré et la vitesse d'arrivée de l'ion au filament étant donnée par la formule

$$v^2 = 2\,V\,\frac{e}{m_1}$$

v vitesse, V potentiel grille, $\frac{e}{m_1}$ rapport de la charge à la masse de l'ion envisagé.

Dans ses expériences, Whiddington a constaté que le carré de la fréquence des oscillations était bien proportionnel à la tension comme le veut le développement de la théorie ébauchée ci-dessous.

Les fréquences observées semblaient indiquer que les ions positifs produisant le phénomène étaient dus à l'ionisation par choc de la vapeur de mercure.

Whiddington arriva ainsi à produire des ondes de 77 centimètres.

Mais de semblables phénomènes ne peuvent se produire qu'avec des lampes douces ou tout au moins mal vidées, car, nous l'avons observé dans les laboratoires de la Radiotélégraphie militaire avec des lampes qui avaient la prétention d'être des lampes dures.

En 1920, Barkhausen et Kurz (1) signalaient un phénomène particulièrement curieux.

Dans une lampe parfaitement vidée un potentiel positif élevé fut appliqué à la grille, la plaque au contraire était à un potentiel légèrement négatif. Dans ces conditions toutefois on a constaté l'existence d'un courant filament plaque que les auteurs attribuèrent à l'existence d'oscillations de haute fréquence dans la lampe.

Pour mettre ces oscillations en évidence, Barkhausen et Kurz utilisèrent le procédé des fils de Lecher avec deux fils réunis d'une part à la plaque, d'autre part à la grille, et constatèrent que les ondes produites étaient de l'ordre du mètre.

Le courant de chauffage du filament jouait un rôle important. Le fait de le faire passer de 0,8 à 1,15 ampère faisait passer la longueur d'onde de 2 m 14 à 1 m 31.

De même pour une tension plaque de + 4 volts, la longueur d'onde était de 2 m 40 et tombait à 1 m 31 si la tension plaque était de —300 volts. L'augmentation de la tension grille réduisait aussi la longueur d'onde.

Schrenk (2) a repris les expériences de Barkhausen et Kurz et obtenu des ondes de 30 à 330 centimètres.

(1) *Physikalische Zeitschrift*, 1er janvier.
(2) *Annales der Physik*, t. 73, 1923, p. 54.

Le procédé de Barkhausen et Kurz a donné lieu également à de nombreuses recherches faites à l'Université d'Oxford par Gill et Morrell (¹).

Dans une première série d'expériences, Gill et Morrell attachaient à la plaque et à la grille d'une lampe deux fils de Lecher, la grille était portée à un potentiel assez élevé par rapport au filament, la plaque au contraire était au même potentiel que le filament.

La figure 6 donne le schéma du montage.

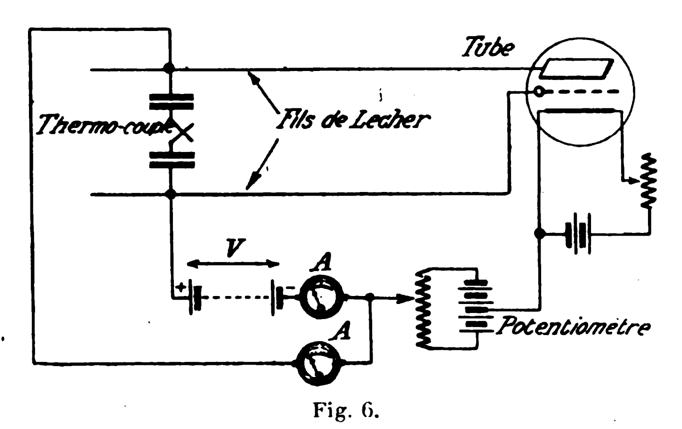


Fig. 6.

En déplaçant sur les fils le pont contenant le couple, on constatait la présence d'ondes stationnaires.

La longueur de ces ondes ne dépendait ni de la longueur des fils, elle variait peu avec le chauffage du filament, mais dépendait essentiellement de la tension plaque.

Soit V cette tension plaque, Gill et Morrell constatèrent que le produit $\lambda^2 V$ était constant.

Dans une autre série d'expériences, Gill et Morrell opérèrent en portant la plaque à un certain potentiel positif V_p, tout en maintenant la condition $V_g > V_p$; V_g potentiel grille.

La figure 7 donne le schéma du montage.

Comme on le voit, un système de fils de Lecher de longueur variable était connecté d'une part à la plaque et à la grille, d'autre part aux deux armatures d'un condensateur C d'environ un microfarad.

Les armatures de ce condensateur constituant des nœuds de potentiel, on pouvait donc sans inconvénient y connecter les batteries.

(¹) Gill et Morrel, *Philosophical Magazine*, t. 44, 1922, p. 161.
Gill, *Experimental Wireless*, oct. 1923.
Gill et Morell, *Philosophical Magazine*, fév. 1925, pp. 369-379.



On réglait la longueur des fils de Lecher jusqu'à ce que de brusques variations des indications des deux milliampèremètres A_g et A_p indiquassent l'amorçage d'oscillations.

La fréquence de ces oscillations était mesurée au moyen d'un deuxième système de fils de Lecher parallèle au premier.

Si par exemple le galvanomètre relié au couple T donnait ses dévia-

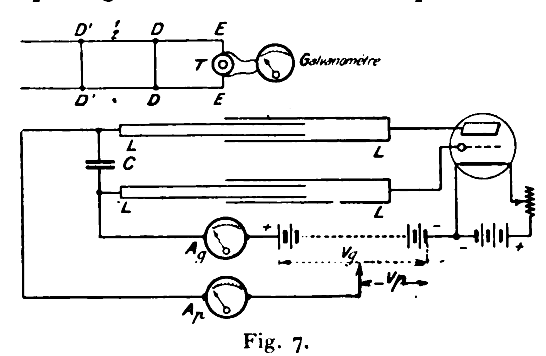


Fig. 7.

tions maximum pour deux positions DD et D'D' du pont mobile, la longueur d'onde des oscillations se déduisait de la relation.

$$DD' = \frac{\lambda}{2}$$

Voici quelques détails sur les résultats obtenus.

La lampe était du modèle MT_5 Marconi, la grille était à 312 volts, la plaque à 127.

On constatait l'existence d'oscillations de longueur d'onde comprise entre 176 et 194 centimètres, mais l'oscillation la plus énergique correspondait à 188 centimètres. C'est cette longueur d'onde donnant l'amplitude maximum que nous désignerons par λ.

En faisant varier V_g et V_p, les auteurs constatèrent que pour $V_g - V_p = c^t$, λ restant constant et que d'une façon générale on avait

$$\lambda^2 (V_g - V_p) = c^t.$$

Quelle peut être la cause de ces oscillations, Barkhausen et Kurz se bornèrent à signaler les phénomènes observés sans en donner aucune explication.

D'après Van der Pol (1) lorsque V_p est plus petit que V_g un certain nombre d'électrons qui ont franchi la grille et se sont dirigés vers la plaque reviennent vers la grille, la traversent de nouveau et vont aug-

(1) *Physica*, t. 5, pp. 1-8.

menter la charge spatiale du côté du filament. Mais l'état qui se produit n'est pas stable, il en résulte des oscillations dans la charge spatiale qui engendrent à leur tour des oscillations dans le circuit oscillant relié à la grille et à la plaque.

Ainsi pour Van der Pol comme pour Barkhausen et Kurz, les oscillations existent dans la lampe, les fils de Lecher ne servent qu'à les étudier? Il semble au contraire que pour Gill et Morrel, l'existence du circuit oscillant que constituent les fils est nécessaire à la production des oscillations?

Gill et Morrell ont cherché à expliquer la production de ces oscillations, l'explication qu'ils en donnent est un peu artificielle. Nous chercherons tout d'abord à en faire ressortir le principe essentiel.

Examinons d'abord le cas de la première expérience. Pour que des oscillations s'entretiennent, il faut que la batterie de piles alimentant la grille fournisse de l'énergie au circuit oscillant et, pour cela, il faut que dans le circuit filament grille existe une différence de potentiel alternative et un courant alternatif ayant une composante en opposition de phase avec cette différence de potentiel.

Les oscillations elles-mêmes créent la différence de potentiel alternative. Voyons comment le courant d'électrons arrivant à la grille peut être variable et convenablement décalé.

Les électrons arrivent sur la grille avec une certaine vitesse v qui en appelant V le potentiel de la grille peut se déduire de la formule

$$eV = 1/2\, m v^2$$

Ils franchissent la grille et se trouvent dans un champ retardateur. La vitesse diminue et devient nulle lorsqu'on se trouve dans la région de potentiel zéro. S'il n'y avait pas d'oscillations, cette vitesse serait nulle un peu avant la plaque. Aucun électron n'arriverait à la plaque, tous reviendraient à la grille.

Mais par suite des oscillations, il y a des moments où le potentiel plaque est positif, les électrons qui arrivent au point où leur vitesse devrait être nulle à un moment où le potentiel plaque est positif sont attirés par la plaque. Ceux au contraire qui se trouvent en présence d'une plaque négative sont attirés vers la grille.

On conçoit déjà que le courant électronique grille est variable. Quant à sa phase, elle dépend évidemment de l'instant où les électrons arrivent au point où leur vitesse devrait devenir nulle.

Ceci a lieu un certain temps après leur passage à travers la grille, temps très court évidemment, mais qui n'est plus négligeable quand il s'agit de courtes longueurs d'onde.

Ce temps qui est à peu près égal à

$$T = d\sqrt{\frac{2m}{V}}$$

d étant la distance entre la plaque et la grille commande le déphasage du courant par rapport à la tension et on conçoit que, pour certaines données, ce déphasage peut être convenable pour l'entretien d'oscillations.

Gill et Morrell ([1]) calculent le travail effectué dans leur trajet de retour par les électrons qui reviennent à la grille; travail qui ne dépend que de T.

Dans certaines conditions, ce travail peut être négatif, ce qui correspond à l'entretien d'oscillations et on constate que dans ces conditions on doit bien avoir $\lambda^2 V = c^t$.

Dans la seconde expérience, on a trouvé la relation $\lambda^2 (Vg - Vp)\ c^{te}$, ceci montre que ce sont les électrons secondaires qui se déplacent dans la lampe sous le potentiel accélérateur (Vg-Vp) qui doivent jouer un rôle. La figure 8 qui donne la caractéristique de la lampe

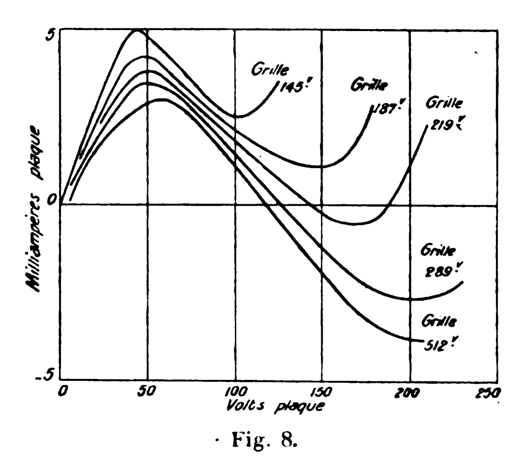


Fig. 8.

dans des conditions voisines de celles où se produisent ces oscillations semblent montrer que cette émission secondaire existe bien.

Le mécanisme de production des oscillations est à peu près le même que dans le premier cas, à condition d'envisager seulement le courant grille dû à l'émission secondaire.

([1]) Une analyse très complète de l'article de Gill et Morrell a paru dans *l'Onde Électrique*, avril 1924, p. 9 des analyses.

Ici la cause de variation du courant électronique secondaire est la variation de la tension plaque.

Le nombre d'électrons secondaires est proportionnel à la vitesse d'impact de la tension primaire et celle-ci dépend du potentiel plaque.

Or, par suite des oscillations même, ce potentiel n'a pas une valeur fixe Vp, mais une valeur Vp + Vo sinωt.

Comme dans le premier cas, le temps nécessaire à l'électron secondaire pour aller de la plaque à la grille

$$T = d\sqrt{\frac{2m}{e(V_g - V_p)}}$$

détermine la phase de ce courant par rapport à la différence de potentiel, phase qui peut être convenable pour que la batterie de piles alimentant la grille fournisse de l'énergie au circuit oscillant.

Gill et Morrell calculent encore le travail fourni pendant une période par les électrons secondaires quittant la plaque au temps t_0 et trouvent une expression dépendant de T, mais indépendante de t_0.

Pour que ce travail ait un signe convenable pour l'entretien des oscillations, on est encore conduit à des fréquences telles que

$$\lambda^2 (Vg\text{-}Vp) = c^t$$

Il est à remarquer que dans tous leurs calculs Gill et Morrell négligent la charge d'espace.

En résumé, on voit que pour expliquer les anomalies dans les caractéristiques des lampes, anomalies qui ont pour conséquence la production des ondes très courtes, les divers physiciens invoquent ou n'invoquent pas l'émission secondaire, utilisent ou négligent l'influence de la charge d'espace, font intervenir ou négligent la vitesse des électrons.

Il y a donc encore là des questions bien mal élucidées et qui nécessitent encore des recherches avant que nous soyons fixés sur le mécanisme des phénomènes que nous observons.

Du reste, la superposition de tous ces phénomènes doit compliquer le phénomène comme l'a montré Goërtz [1].

Remarquons que récemment un expérimentateur a cherché à reproduire les expériences de Barkhausen et Kurz en utilisant des lampes reliées à la pompe et aurait constaté que les oscillations

---

(1) Goërtz, *Physikalische Zeitschrift*, t. 24, 1923, p. 53.

cessaient lorsque le vide était poussé au delà d'une certaine limite.

Les gaz restants pourraient donc jouer un rôle.

Ceci nous amène à dire quelques mots sur la façon dont la présence de traces de gaz peut modifier les caractéristiques.

Nous allons voir que ces modifications rappellent beaucoup celles qu'on attribue au rayonnement secondaire.

Influence des traces de gaz (1).

Considérons un triode. Supposons qu'on applique à la grille un potentiel V_1, à la plaque un potentiel retardateur V_a, celui-ci restant fixe. Le premier est variable de 0 à 40 volts par exemple.

Deux cas peuvent se présenter suivant que V_a est grand ou petit, par rapport au potentiel d'ionisation du gaz.

1er cas : V_a est grand.

Tant que V_1 est inférieur au potentiel retardateur, aucun courant ne peut atteindre la plaque. Les électrons qui ont franchi la grille voient leur vitesse annulée et changée de signe avant d'atteindre la plaque.

Lorsque V_1 est égal au potentiel d'ionisation, il se forme des ions positifs qui sont attirés par la plaque. On constate dans le circuit plaque l'apparition du courant croissant avec V_1 et qui correspond à une absorption d'ions positifs par la plaque.

2e cas : V_a est petit (de l'ordre de 1 ou 2 volts).

Lorsque V_1 est faible, la vitesse d'arrivée des électrons à la grille est trop faible pour leur permettre de surmonter l'action du potentiel retardateur, puis pour une valeur suffisante de V_1 quelques électrons arrivent à la plaque. Le courant plaque augmente jusqu'au moment où V_1 atteint la valeur du potentiel d'ionisation du gaz. A ce moment le choc des électrons ionisent les molécules gazeuses au voisinage de la grille. Les électrons perdant leur vitesse ne peuvent plus atteindre la plaque.

Lorsque V_1 augmente, la région d'ionisation se rapproche du filament, les électrons après les chocs peuvent acquérir une certaine vitesse et arriver de nouveau à la plaque. Le courant plaque retombe de nouveau, lorsque la grille atteint une tension double du potentiel d'ionisation, une nouvelle ionisation se produisant près de la grille, etc.

---

(1) Voir Léon Bloch, *Ionisation des gaz et des vapeurs*, p. 43.

Finalement les courbes qu'on observe ont l'allure représentée par la figure 9.

Rappelons que la valeur du potentiel d'ionisation est une constante

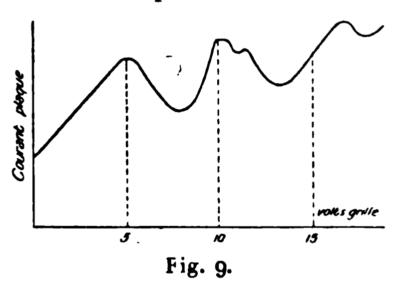


Fig. 9.

caractéristique du gaz qui se trouve dans la lampe.

On explique généralement par la présence des ions positifs les anomalies de la courbe de la figure.

Lampes à deux grilles.

Ces lampes présentent parfois des anomalies curieuses dans leur fonctionnement.

C'est ainsi que dans certaines conditions on constate qu'une augmentation de la tension de la première grille a pour effet de diminuer le courant électronique de cette grille.

Salinger (1) attribue ces anomalies à l'émission secondaire.

Celle-ci peut évidemment jouer un rôle dans certains cas, mais, d'après notre expérience personnelle, nous serions plutôt portés à l'attribuer à une influence de la charge d'espace comme celle indiquée par Gill, car nous avons observé de semblables phénomènes avec des tensions inférieures à 10 volts, trop faibles pour produire une émission secondaire.

Les nouvelles lampes d'émission.

Ce qui limite la puissance d'une lampe d'émission, c'est la puissance que peut dégager la plaque. Si par un refroidissement artificiel de la plaque on peut augmenter cette puissance, on augmente considérablement la puissance utile qu'on peut demander à la lampe.

Mais ce refroidissement artificiel était impossible dans les lampes où la plaque était enfermée dans une ampoule de verre ou de quartz.

(1) Salinger, *Zeitschrift für technische Physik*, t. 5, 1924, p. 96.

Ces dernières années, la solution du refroidissement artificiel de la plaque a reçu deux solutions fort ingénieuses.

L'une est celle du triode démontable dû à Hollweck, l'autre consiste à constituer au moins partiellement l'ampoule par un cylindre métallique qui constitue la plaque.

Tel est le modèle construit en France par la Société Radiotechnique, aux Etats-Unis par la Western et la General Electric Company, en Hollande par la maison Phillips.

Nous nous bornons à mentionner ces lampes qui ont fait déjà l'objet de nombreuses publications dans les journaux techniques.

Signalons toutefois en passant que même dans l'emploi des lampes pour la production d'ondes assez longues, il se produisait en outre simultanément, par suite de la capacité grille plaque, des ondes courtes qui, circulant dans la capacité dans le pied de la lampe. l'échauffaient par hystérésis diélectrique et pouvaient amener sa rupture.

Dans un brevet, la Compagnie Marconi préconise, pour éviter cet inconvénient, l'emploi d'une armature métallique extérieure à la lampe réunie à l'entrée grille et rapprochée de l'entrée plaque.

Dans ces conditions on modifie évidemment la capacité grille plaque et on peut éviter l'inconvénient signalé.

L'emploi des lampes d'émission présentait jusqu'ici un inconvénient. Etant données d'une part l'émission électronique relativement faible des filaments utilisables, d'autre part, la grande résistance interne des lampes, il était nécessaire d'utiliser pour alimenter la plaque des tensions élevées de l'ordre de 10000 volts.

Or il n'est pas possible de construire facilement des machines à courant continu donnant plus de 2000 volts.

Nous disons facilement car on a pu en construire de 5000 et plus.

On était donc obligé pour alimenter les plaques des lampes d'utiliser du courant alternatif mono ou polyphasé redressé.

D'où une grosse complication dans la réalisation des postes à lampes.

Tout récemment le General Electric Company a réalisé des lampes connues sous le nom de UV851, pouvant fournir 1 kilowat sous 2000 volts [1].

Comment est-on arrivé à ce résultat?

Tout d'abord par l'emploi du filament XL thorié et carburé dont

---

[1] Warner et Pike, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, t. 13, oct. 1925, p. 587.

nous avons parlé. Ce filament travaillant à la température de 2000° K donne une émission de 118 milliampères par watt.

De plus, il a été possible de diminuer la résistance interne de la lampe. Avec le filament XL pour la même tension aux bornes, puisqu'il est nécessaire de dépenser moins de puissance dans le filament, l'intensité doit être plus faible, la longueur du filament doit être plus grande.

Ainsi pour deux lampes d'émission de 50 watts, l'une à filament de tungstène pur, l'autre à filament thorié alimentées toutes les deux sous une tension de 10 volts, la première consommera 6,5 ampères, le filament aura 10 cm de long, l'autre consommera 3,25 ampères, le filament aura 17 cm de long.

Cet allongement du filament contribue déjà à diminuer la résistance interne.

Mais pour lampe de 1 kilowatt on utilise 4 filaments en Λ en parallèle.

Warner et Pike démontrent que, avec ce dispositif, on arrive à augmenter de 150 % la longueur totale du filament par rapport au filament travaillant sous la même température avec la même consommation.

En effet, à température constante, les intensités dans 2 filaments sont proportionnelles à la puissance 3/2 des diamètres.

$$\frac{I_1}{I^2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{3/}$$

Les tensions varient comme la racine carrée.

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{1/2}$$

D'autre part les longueurs varient comme les tensions

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{V^1}{V_2}$$

d'où

$$\frac{L_1}{L_2} = \sqrt[3]{\frac{I_1}{I_2}}$$

pour deux filaments travaillant à la même température sous la même tension.

Soit donc V la tension aux bornes,
n le nombre de filaments en parallèle

I le courant de chauffage total, $\frac{I}{n}$ le courant dans un filament, L la longueur qu'aurait un filament parcouru par le même courant

total, L_n la longueur d'un filament quand n filaments sont en parallèle, on a

$$\frac{L_n}{L} = \sqrt{\frac{\frac{I}{n}}{I}} = \frac{4}{\sqrt[3]{n}}$$

$$L_n = \sqrt[3]{n}$$

et comme il y a n filaments

$$L \text{ total} = L\sqrt[3]{n^2}$$

De plus, dans ces lampes, les électrodes ont la forme non plus d'électrodes cylindriques circulaires, mais de cylindres elliptiques.

Cet aplatissement permet à puissance dégradée égale de diminuer beaucoup la résistance interne de la lampe comme on pourrait s'en rendre compte en discutant les diverses formules (King, Miller, etc.) qui permettent de calculer cette résistance interne.

Les données relatives à cette lampe d'un kilowatt sont les suivantes :

Tension aux bornes du filament.	11 volts
Courant de chauffage.	15,5 ampères
Tension plaque.	2 000 volts
Puissance que peut dégrader la plaque	750 watts
Résistance interne.	850 ohms
Courant dans la plaque quand la lampe oscille. .	875 milliampères
Courant de saturation	20 ampères

Nous devons dire quelques mots des difficultés auxquelles on s'est heurté en cherchant à utiliser les lampes puissantes par la production d'ondes courtes.

Comme l'ont montré Mesny et Chireix, par suite de la capacité qui existe entre la grille et la plaque, les courants de capacité qui circulent dans la lampe ont des valeurs très élevées.

Ainsi d'après Chireix (1), pour une fréquence de 15 000 000 de périodes sous 8 000 volts, le courant de haute fréquence qui circule dans la grille atteint 20 ampères.

Il faut donc que les fils de traversée du verre puissent supporter des courants de cet ordre et doivent être dimensionnés en conséquence.

De plus, il y a toujours des courants qui traversent la capacité ayant pour diélectrique le pied des lampes, courants d'autant plus importants que la fréquence est plus élevée. Il en résulte des pertes

(1) *Semaine d'octobre de la Société française des Électriciens*, 1925, p. 59.

très élevées par hystérésis diélectrique, pertes qui se traduisent par un échauffement du verre traversé par le courant. Cet échauffement peut amener la fêlure du verre.

Il convient donc d'utiliser des verres donnant de faibles pertes diélectriques.

C'est le quartz qui donne les pertes diélectriques les plus faibles.

Malheureusement la soudure des métaux au quartz est une opération à peu près impossible.

On a été amené à employer des verres dans le genre pyrex contenant beaucoup de silice.

Enfin M. Chireix signale qu'on observe parfois dans la production des ondes courtes une sorte de modulation qu'il attribue soit à des ionisations par choc des gaz restants, soit à une sorte de schroteffekt de l'émission secondaire.

Il importe donc, pour produire des ondes courtes, d'utiliser des lampes parfaitement vidées.

Conclusion.

Nous n'avons pas eu dans ce qui précède la prétention de faire connaître tous les travaux récents sur les phénomènes qui peuvent se produire dans les lampes à trois électrodes. Nous avons cherché simplement à donner une vue d'ensemble des phénomènes qui peuvent se produire dans ces lampes. La connaissance de ces phénomènes secondaires n'est pas sans importance à l'heure actuelle. Nous avons vu qu'on leur attribue jusqu'à un certain point la limitation de la puissance qu'on peut tirer des lampes, qu'ils peuvent dans certains cas provoquer une modulation des ondes produites, etc.

Mais nous avons vu aussi que la forme de la lampe influait sur la production de ces phénomènes secondaires, comme l'ont montré par exemple les différences de forme des caractéristiques entre les lampes françaises et les lampes Phillips.

Il y a donc un point qui doit attirer l'attention des constructeurs et nous serions très heureux si le travail de compilation auquel nous avons dû nous livrer permettait d'améliorer même légèrement la technique de la fabrication des lampes.

R. Jouaust.



NOTE SUR UN RÉCEPTEUR A RÉGLAGE AUTOMATIQUE

Par M. J. ABELÉ.

SOMMAIRE. — La plupart des récepteurs utilisant simultanément l'amplification par résonance et l'amplification par rétroaction ne peuvent être réglés que par un procédé d'approximations successives et généralement ce réglage n'est contrôlé que par l'intensité ou la qualité de l'audition de l'émetteur écouté. La présente note a pour but d'indiquer les conditions d'un réglage méthodique, assurant automatiquement la réception optima d'un émetteur déterminé, et de décrire un modèle de récepteur satisfaisant à ces conditions.

Parmi les récepteurs de T. S. F. d'un usage courant, un grand nombre dérivent du Récepteur type C à lampe de couplage, créé pendant la guerre par la Radiotélégraphie militaire. Ces appareils sont en effet caractérisés par l'emploi de deux circuits périodiques, primaire et secondaire, couplés par une lampe à trois électrodes. Le premier de ces circuits comprend le collecteur d'ondes, antenne ou cadre; le second est relié à la grille d'une lampe fonctionnant en détectrice et est couplé en outre avec le circuit-plaque de cette lampe de façon à assurer, soit la génération d'oscillations locales permettant la réception d'ondes entretenues, soit un supplément d'amplification dû à la compensation de son amortissement par l'introduction d'une résistance négative. Ce couplage en retour est le plus souvent magnétique, comme dans le récepteur type C.

Ce dispositif dont les avantages sont bien connus présente quelques inconvénients :

1° Le couplage en retour doit, pour assurer le maximum d'amplification, être proportionné à la période du circuit secondaire : son réglage doit donc être retouché chaque fois que l'on modifie celui du secondaire. De plus la force électro-motrice produite par ce couplage n'est généralement pas rigoureusement en phase avec le courant, mais possède une composante en quadrature qui modifie la self-induction apparente du circuit secondaire et par suite sa période. Cette période doit donc être réglée à nouveau chaque fois que l'on fait varier le couplage rétroactif. Par suite de cette mutuelle influence le secondaire ne peut être réglé avec précision que par une méthode d'approximations successives, plus ou moins longue et toujours fastidieuse.

2° L'indépendance entre le primaire et le secondaire, qui constitue la principale supériorité du couplage par lampe sur le couplage magnétique, est d'autant moins complète que la fréquence des ondes utilisées est plus élevée. Pour les ondes de quelques centaines de mètres,



la capacité grille-plaque de la lampe de couplage intervient en couplant électriquement les deux circuits déjà liés par l'effet de relais de cette lampe et détermine un nouveau cycle de réaction dont l'action se superpose à celle du cycle dû à la lampe détectrice. D'où complication des phénomènes d'interdépendance déjà signalés.

Remarquons enfin que le résultat obtenu par ces divers réglages, qui s'influencent ainsi mutuellement, n'est généralement contrôlable que par l'intensité ou la qualité de la réception. L'opérateur, n'ayant jamais la garantie que le résultat auquel il est parvenu est le meilleur qu'il puisse obtenir, est tenté de retoucher sans cesse aux organes de réglage.

Ces observations nous ont conduit à étudier un modèle de récepteur dont le réglage soit automatique.

I. — Caractéristiques d'un récepteur à réglage automatique.

Déterminons d'abord les conditions auxquelles doit satisfaire un récepteur pour que son réglage puisse être qualifié automatique. Les remarques qui viennent d'être faites permettent de ramener ces conditions à deux :

1° Les organes chargés d'assurer l'accord du récepteur sur la longueur d'onde de l'émetteur et le couplage en retour le plus favorable ne doivent exercer les uns sur les autres aucune influence réciproque, de façon à pouvoir être manœuvrés un à un et dans un ordre déterminé.

2° L'effet de chacune de ces manœuvres doit pouvoir être immédiatement contrôlé et cela par la lecture d'un appareil de mesure, de préférence à une simple impression auditive.

Ces conditions peuvent être réalisées de la façon suivante.

Au couplage réactif purement magnétique il est avantageux de substituer un couplage mixte, analogue à celui employé dans certains types d'émetteurs et d'hétérodynes [1], qui en faisant intervenir dans le cycle de réaction la capacité d'accord du secondaire, proportionne automatiquement à la période de ce circuit la valeur optima du couplage en retour.

Déjà en 1922 nous avons indiqué un dispositif simple permettant de combiner ce type de couplage rétroactif avec le couplage par lampe entre primaire et secondaire [2]. Nous avons été amenés depuis à

---

(1) P. ex. : émetteurs de la série E 10 et hétérodyne modèle 1917 de la Radiotélégraphie militaire.

(2) Ce dispositif a été décrit par M. Blampois dans *l'Onde Électrique* de décembre 1922 et par M. Clavier dans *Les Ondes Courtes*, p. 61.

modifier ce montage en disposant sur le circuit-plaque de chaque lampe un système de selfs de choc et de capacités, conformément au schéma de la figure 1, de façon à supprimer les déphasages nuisibles.

Mais cela ne suffit pas, car il faut tenir compte du rôle joué, dans les phénomènes d'amorçage, par la lampe de couplage.

Si l'on étudie les conditions dans lesquelles des oscillations s'amorcent dans le circuit secondaire, tour à tour en l'isolant, puis en le liant au circuit primaire par une lampe à trois électrodes, on constate que cette liaison par lampe introduit deux principaux effets.

Le premier est un amortissement dû à une dérivation d'énergie dans le circuit filament-plaque de la lampe de couplage ; il dépend de la résistance interne de cette lampe, de la position de la prise *a*, et de la valeur de la capacité C_3.

Le second est un effet de résistance négative, dû à la capacité grille-

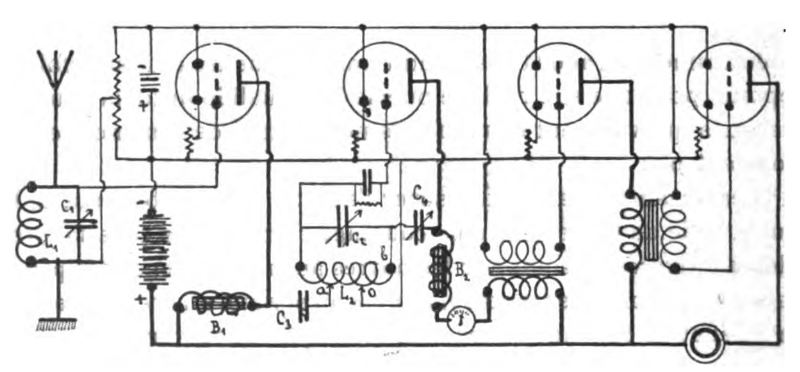


Fig. 1.

plaque de la lampe de couplage. Il croît avec le rapport de cette capacité à la capacité équivalente du circuit primaire et, pour une valeur déterminée de ce rapport, il passe par un maximum quand, la condition de résonance étant réalisée, l'impédance du circuit de grille est maxima.

On peut songer à neutraliser cet effet en créant sur la grille un retour d'oscillations en opposition de phase avec celles qui lui sont transmises par la capacité grille-plaque. Mais il est préférable de l'utiliser pour compenser l'effet d'amortissement dont nous venons de parler. Alors, pourvu que le circuit primaire soit à l'accord du circuit secondaire, les conditions d'amorçage dans ce dernier circuit restent les mêmes que lorsqu'il est isolé et elles sont indépendantes de la période sur laquelle les deux circuits sont accordés.

La première condition d'automatisme des réglages se trouve ainsi assurée.

Il est dès lors aisé d'assurer la seconde : le contrôle immédiat de chaque manœuvre par une mesure.

La période du circuit secondaire n'étant pas modifiée par le réglage du couplage en retour, ce circuit peut être étalonné avec une précision très suffisante. Il est avantageux de graduer directement en longueurs d'ondes un cadran devant lequel se déplace un index solidaire de l'armature mobile du condensateur et de donner aux lames de cette armature un profil en spirale, calculé pour qu'à des divisions égales du cadran correspondent des longueurs d'ondes égales. Le réglage du secondaire est ainsi immédiatement contrôlé par une mesure.

L'intercalation d'un milliampèremètre dans le circuit-plaque de la lampe détectrice permet de contrôler l'amorçage d'oscillations dans le secondaire et, par suite, de régler à la valeur convenable le couplage en retour.

Enfin, si la compensation des deux effets antagonistes dus à la lampe de couplage est convenablement réalisée, il ne peut s'amorcer d'oscillations dans le secondaire qu'autant que le circuit primaire est réglé sur la même période. La lecture du milliampèremètre permettra donc également de régler avec précision le circuit d'antenne sur une longueur d'onde déterminée, sans qu'il soit nécessaire de l'étalonner ni de recourir à un émetteur d'ondes auxiliaire, ondemètre ou hétérodyne.

II. — Méthode de réglage.

A titre d'exemple, indiquons la marche à suivre pour régler le récepteur que nous venons de décrire sur un émetteur dont la longueur d'onde nous est connue.

a) Commençons par régler le circuit d'accord secondaire sur la longueur d'onde de l'émetteur, réglage contrôlé par le déplacement de l'index, solidaire de l'armature mobile du condensateur, sur le cadran gradué en longueurs d'ondes.

b) Réglons ensuite le condensateur de réaction à une valeur qui rendrait le secondaire isolé autogénérateur. Ce réglage peut être contrôlé en éteignant la lampe de couplage, l'aiguille du milliampèremètre doit dévier franchement vers le zéro [1] et reprendre sa position normale quand on allume de nouveau la lampe.

[1] Nous supposons que le procédé de détection utilisé est celui du condensateur shunté. La présence d'oscillations se traduit alors par une diminution du courant moyen débité par la plaque.



c) Manœuvrons alors les organes de réglage du circuit primaire jusqu'à ce que l'aiguille dévie vers le zéro, puis réglons avec plus de précision le condensateur de ce circuit de façon à ce que le courant indiqué par le milli soit minimum. D'après ce que nous avons dit plus haut, le primaire est alors exactement à l'accord du secondaire, réglé lui-même sur l'émetteur.

d) Diminuons enfin la capacité du condensateur de réaction de façon à ramener l'aiguille du milli vers sa position primitive, en décrochant les oscillations locales si l'émission est modulée à fréquence audible, en les maintenant légèrement accrochées si l'émission est à amplitude constante.

Le réglage est terminé et, si l'émetteur fonctionne sur la longueur d'onde annoncée, dès que l'on branchera l'écouteur la réception sera excellente.

Au lieu d'écouter un émetteur de longueur d'onde connue, désire-t-on explorer toute une gamme d'ondes sur lesquelles un ou plusieurs émetteurs sont soupçonnés travailler? Le condensateur de réaction étant réglé une fois pour toutes de façon à placer le secondaire dans les conditions d'amorçage, il suffira de manœuvrer simultanément les condensateurs primaire et secondaire en veillant à ce que l'aiguille du milliampèremètre reste au minimum de déviation. On a ainsi la certitude que les deux circuits restent à l'accord l'un de l'autre, tout en passant par les différentes longueurs d'ondes lues sur la graduation, et que les oscillations locales restent amorcées. Les sons de battements entendus au téléphone signaleront les postes rencontrés au cours de cette exploration.

La réalisation de ces différentes manœuvres demande moins de temps qu'il n'en faut pour les énoncer et elle n'exige pas qu'on en saisisse la raison, elle est donc à la portée même des non-initiés. Cependant la substitution de réglages méthodiques à des tâtonnements empiriques n'aurait pas le seul avantage de faciliter la manipulation des appareils de T. S. F. En développant chez ceux qui les emploient le sens de la méthode et le goût de la précision, elle leur inspirerait le désir de s'initier aux éléments de la science radiotélégraphique.

N. B. Un récepteur conforme aux principes énoncés et couvrant la gamme de 200-4.000 m. a été étudié avec la collaboration de M. G. Dambricourt. Sa construction a été confiée aux Etablissements J. H. Berrens.

J. ABELÉ.



PERFECTIONNEMENT DANS LES CONDENSATEURS VARIABLES

Par C. GUÉVEL,

Chef d'atelier à l'E. C. M. R.

Dans beaucoup de réglages de T. S. F., il est absolument indispensable de réaliser des accords très précis; par exemple, dans les appareils de réception à ondes courtes, le succès tient pour une large part à la facilité avec laquelle on arrive au réglage optimum. Pour la variation lente des capacités, la solution la plus généralement admise jusqu'ici est l'emploi du vernier. Mais il faut reconnaître que ce dernier présente de sérieux inconvénients : d'abord, lorsqu'on se trouve près du o du condensateur, la variation obtenue au vernier n'est plus assez lente, on a essayé de tourner cet inconvénient par différents systèmes.

D'autre part, la recherche au vernier d'une émission est une opération délicate. En effet, si l'on utilise le bouton de commande direct du condensateur, comme la variation de capacité est assez rapide, on risque de manquer l'émission à recevoir. Il faut donc s'astreindre à faire alternativement la manœuvre directe et celle du vernier. Enfin, un autre inconvénient, peut-être le plus grave, est qu'on ne peut étalonner un appareil contenant un condensateur à vernier, par suite de l'impossibilité de repérer la position du vernier. On est donc obligé d'abandonner ce système, notamment pour les ondemètres et les postes à réglage automatique.

Toutes ces considérations nous ont amené à créer un système démultiplicateur dont voici la description :

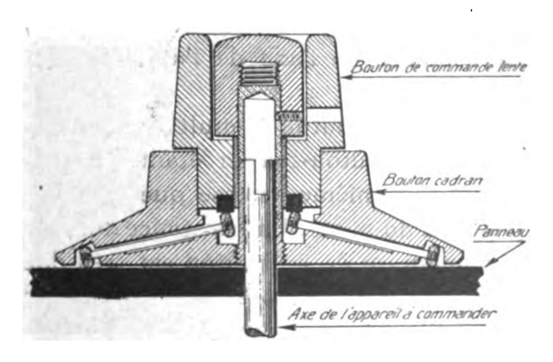


Fig. 1.

Ce démultiplicateur contient deux boutons de commande : l'un rendu solidaire du cadran (bouton-cadran) et de l'axe de l'appareil à commander, entraîne ce dernier sans démultiplication; l'autre, dénommé à vitesse lente, transmet sa rotation au bouton-cadran par l'intermédiaire de quatre satellites. Ces satellites comprennent chacun une tige logée radialement dans le bouton-cadran et portant à chaque extrémité un galet.

Le galet intérieur est guilloché. Il reçoit son mouvement par friction, d'un anneau de caoutchouc fixé au-dessous du bouton à vitesse lente. Le galet extérieur est lisse. Il prend appui sur le panneau du poste ou sur la flasque fixe de l'appareil à commander.

La pression entre l'anneau de caoutchouc et les galets guillochés et la pression entre les galets lisses et le panneau est assurée par la pièce en ébonite disposée à l'intérieur du bouton à vitesse lente. Cette

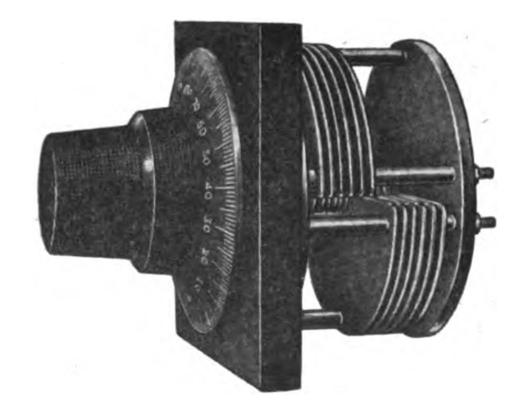


Fig. 2.

pièce est rendue solidaire de l'axe de l'appareil à commander au moyen d'une vis pointeau.

Le fonctionnement du bouton démultiplicateur ainsi décrit est aisé à comprendre. Le bouton-cadran étant solidaire de l'axe, ce dernier est entraîné à la même vitesse que ce bouton. Les galets glissent sur le panneau du poste. La résistance due au frottement est très faible et la manœuvre de ce bouton est très douce. Lorsqu'on manœuvre le bouton à vitesse lente, l'anneau de caoutchouc fait tourner les galets guillochés et naturellement les galets lisses qui en sont solidaires. Ces derniers prenant appui sur le panneau du poste

entraînent le bouton-cadran et, de là, l'appareil à commander. Le rapport de démultiplication est déterminé par les rayons des cercles de roulement et par les diamètres respectifs des galets lisses et guillochés. Nous avons construit des boutons donnant des rapports de démultiplication de 8, 12 et 18. La photographie ci-jointe donne une idée des dimensions d'un tel bouton monté sur un condensateur.

Nous insistons sur le fait que ces boutons n'ont aucun jeu qui peut être gênant dans le cas où l'on change le sens de rotation des lames mobiles. Enfin, nous ferons remarquer pour terminer que ce système démultiplicateur peut très bien se monter sur les dispositifs de commande des variomètres, des bobines de réaction, etc.

GUÉVEL.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Liste des nouveaux sociétaires

MM. La Fay (Antoine), industriel et gérant du Consulat de France à Dirré-Daoua (Ethiopie).

Radio-Club de Vienne et de la Région, 7, cours de Verdun, à Vienne (Isère).

Sella (Giuseppe), étudiant, via Ospedale, 51, Torino (Italie).

Alonso (Antonio), estacion de Submarino, Cartagena (Espagne).

Hirshman (Cyril), étudiant, 27, rue Casimir-Périer, Paris-7°.

Boucher (C.), directeur technique de la Companhia Agricola de Campos (Estado de Rio-de-Janeiro).

Le Divelec (Jean-Pierre), étudiant, via Giambologna, 13, Florence (Italie).

Morin (André), électricien, 40, rue d'Italie, Tunis.

Machet (Victor), électricien, 41, rue des Ursulines, Tourcoing (Nord).

Bucher (Georges), opérateur radiotélégraphiste, 2, rue de Gentilly, Arcueil (Seine).

Eenoo (Govert), place Anseele, 15, Gand (Belgique).

Rale (René), électricité-radiophonie, boulevard Gambetta, Bar-sur-Aube.

De Mare (Jehan), ingénieur I. E. G., 15, rue de l'Estrapade, Paris-5°.

Mlle Salerou (Simone), ingénieur, 40, avenue Charles-Floquet, Paris-7°.

PROCHAINE RÉUNION

MERCREDI 17 MARS 1926

Salle de la Société d'Encouragement à l'Industrie Nationale,

44, RUE DE RENNES, 44

Communications.

Communication de M. Pagès

Présentation d'un amplificateur B. F. à résonance réglable.

Des inconvénients que l'on rencontre quand on utilise la rétroaction dans les amplificateurs B. F. : une bonne sélectivité ne s'obtient qu'au détriment de la constante de temps de l'appareil. — Un moyen simple de tourner la difficulté : emploi d'un système de rétroaction en opposition de phases. — Présentation d'un amplificateur basé sur ce principe et expériences.

Communication de M. Fromy

Relais sans inertie utilisant les propriétés des tubes à vapeur de mercure.

Rappel général des phénomènes d'ionisation dans une atmosphère raréfiée. — Lampe à vapeur de mercure utilisée comme redresseur de courant. — Contrôle de l'allumage par une électrode auxiliaire, grille intérieure ou grille extérieure. — Relais Dunoyer-Toulon et ses applications à la radiotélégraphie. — Expériences.

L'abondance des sujets nous ayant obligé à augmenter le nombre des conférences, une séance supplémentaire aura lieu le

MERCREDI 14 AVRIL

Communication de M. l'abbé Lejay.

Les orages et la nature des atmosphériques.

L'éclair. — Ses effets à distance. — Application de l'électromètre amplificateur à la mesure de la variation totale du champ provoquée par la décharge. — Forme et durée des atmosphériques orageux. — Emploi de l'oscillographe cathodique. — Conclusions. — Projections.

Réunion du mercredi 21 avril 1926.

Communication probable.

Conférence de documentation par M. Chireix.

Les ondes courtes.

Date des réunions ultérieures

Mercredi 19 mai 1926.
Mercredi 16 juin 1926.
Mardi 6 juillet 1926.



SUR LA DÉTECTION

Par H. PÉLABON

Professeur à la Faculté des Sciences de Lille.

SOMMAIRE. — Les travaux de Mlle Collet et de M. Cayrel conduisent à la conclusion que, dans la détection par la galène, le soufre situé à la surface du corps doit jouer le rôle fondamental. L'auteur réalise la détection par dépôt direct de soufre sur les métaux, puis montre que tous les métalloïdes se comportent comme le soufre, enfin que tous les diélectriques isolants peuvent être utilisés. Il est amené à montrer que la détection se fait en réalité par l'air et que les granules non conducteurs jouent le double rôle de stabilisateurs pour la distance des deux conducteurs et de décohéreurs.

I. — Détection par les métalloïdes.

On a beaucoup étudié les contacts rectifiants utilisés en téléphonie sans fil. En 1921, Mlle P. Collet (¹) a publié un remarquable mémoire sur la galène. Après avoir discuté les différentes théories émises jusqu'ici pour expliquer la détection par les contacts cristallins, elle a été conduite à attribuer les propriétés rectifiantes de la galène à la pellicule de soufre qui doit se trouver à la surface de ce composé, surtout quand il a été sensibilisé par persulfuration.

Un récent travail de J. Cayrel (²) confirme les idées de Mlle Collet. L'auteur étudie séparément les différentes faces que l'on peut rencontrer sur un cristal de sulfure de plomb et trouve que la détection est beaucoup plus parfaite avec les faces (III) de cristal qu'avec les autres faces. Or, les faces (III), contrairement à ce qui a lieu pour les autres, ne contiennent que des atomes d'une seule espèce : plomb ou soufre. Je trouve extrêmement intéressant ce travail de Cayrel, ses conclusions viennent appuyer celles de l'étude des cristaux par les rayons X.

Tous ces faits m'ont engagé à essayer les dépôts directs de soufre sur le plomb chimiquement pur. Je ne pouvais évidemment prétendre déposer une lame de soufre de l'épaisseur 10^{-8} centimètres comme celle que l'on doit avoir sur une face (III) de la galène. Sur la face brillante d'un morceau de plomb récemment coupé, j'ai laissé tomber le brouillard de soufre qu'on obtient aisément en inclinant un tube à essais dans lequel on fait bouillir une faible masse du métalloïde dont il s'agit. En substituant à la galène le corps ainsi préparé, on entend

(¹) P. Collet, *Annales de Physique*, t. 15, 1921, p. 356.
(²) J. Cayrel, *Comptes rendus*, t. 180, 1925, p. 1728.

tout aussi bien avec un amplificateur à deux lampes qu'avec une bonne galène ordinaire.

J'ai essayé immédiatement d'autres métaux et j'ai pu constater qu'on entend très distinctement les émissions musicales de la Tour Eiffel et de Londres en utilisant comme supports les métaux purs suivants : nickel, fer, bismuth, cuivre, zinc, cadmium, aluminium, argent, or, platine, antimoine, et même mercure.

Evidemment on pourrait objecter que certains des métaux cités ci-dessus se combinent à froid au soufre et mettre sur le compte des sulfures formés les propriétés détectrices observées, mais avec l'or qui est absolument inattaquable même à chaud, on ne peut pas faire cette observation. Du reste, on peut remplacer le soufre par le charbon et utiliser tous les métaux énumérés plus haut, on a encore une détection nette, dans ces conditions il est difficile d'invoquer la production d'une combinaison. Je fais remarquer de suite que l'on ne doit pas rechercher la cause de la détection dans la thermoélectricité, car on peut dans tous les cas prendre une pointe du même métal que celui qui forme la lame support.

J'ai essayé avec succès tous les métalloïdes susceptibles d'être préparés à l'état de poudres très fines; les résultats ont toujours été posi-

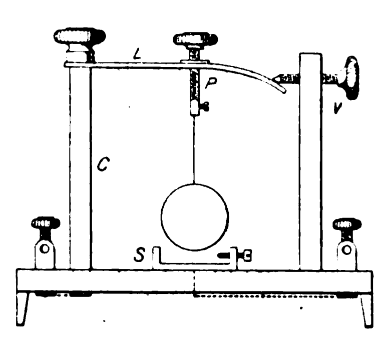


Fig. 1.

tifs. Le sélénium a été déposé par le même moyen que celui que je viens d'indiquer pour le soufre. Pour le phosphore rouge, l'arsenic, l'antimoine, il a suffi d'écraser avec le support métallique la flamme des composés hydrogénés correspondants : PH^3, AsH^3, et SbH^3. Pour le carbone, on a écrasé la flamme produite par la combustion d'un fragment de camphre, procédé qui permet d'obtenir un charbon très pur. La poudre de bore amorphe a été déposée directement sur la ame métallique.

J'ai été amené à essayer différentes formes de détecteurs. L'appareil qui m'a donné les meilleurs résultats et qui a été construit par la Maison Capon à Lille comprend un support de lames S fixé sur une épaisse plaque en ébonite, un levier L ou plaque de laiton fixée à l'extrémité d'une colonne C de même métal, une vis V s'appuyant sur le bout du levier légèrement plié permet de faire varier de quantités très faibles la distance au support S. La pièce L porte une pince P à l'aide de laquelle on peut adapter soit un fil métallique, soit une sphère soudée à un bout de fil métallique, en un mot, toutes les électrodes de formes variées que l'on désire essayer (fig. 1).

Des résultats excellents ont été obtenus en utilisant comme électrodes d'une part une lame parfaitement polie et d'autre part des billes en acier (billes de roulements), en laiton ou en bronze. Le diamètre de ces billes n'y fait rien ; une bille de 1 centimètre de diamètre se comporte tout aussi bien qu'une autre de 4 centimètres de diamètre. Un anneau de diamètre quelconque formé à l'aide d'un fil de platine ou de nickel et présenté de manière que son plan soit normal à la lame métallique, peut également servir d'électrode.

Remarque. — Quand la poudre diélectrique est déposée bien uniformément sur la plaque bien polie, on trouve souvent de suite une région sensible, de plus le son perçu est très pur.

II. — Détection par les diélectriques en général.

Après la publication des résultats précédents, j'ai essayé de substituer aux métalloïdes tous les diélectriques connus, surtout ceux qui n'attaquent pas les métaux, les résultats ont souvent été très bons.

Remarque. — On pourrait objecter que l'amplificateur à lampes est quelquefois susceptible de détecter par lui-même. En effet, il arrive qu'en enlevant la galène dans le montage utilisé et en mettant les bornes de celle-ci en court-circuit, on continue d'entendre. On peut être assuré, dans ce cas, qu'il y a un mauvais contact quelque part. En resserrant toutes les vis de l'appareil on fait sûrement disparaître l'inconvénient ; dans un tel cas, on avait sans s'en douter remplacé la galène supprimée par un autre mauvais contact sensible. Ce sont en somme ces contacts imparfaits qui peuvent quelquefois remplacer avantageusement la galène que j'étudie dans ce mémoire. J'ai, du reste, constaté qu'en protégeant le système lampes par une cage de Faraday les résultats ne sont pas modifiés.

Au point de vue de la détection, le classement des diélectriques est le suivant :

1re classe. — Corps dont la résistivité électrique est très grande, de l'ordre de 10^{13} ohm-centimètre, et que l'on considère dans la pratique comme isolants. On les divise en :

a) Solides ;

b) Corps mous ou de grande viscosité ;

c) Liquides.

2e classe. — Corps dont la résistivité est inférieure à 10^{9} ohm-centimètres.

3e classe. — Corps qui sont avides d'eau et qui forment avec ce liquide des solutions électrolysables.

1re classe. — *a*) Les diélectriques solides considérés dans la pratique comme isolants donnent des poudres qui jouent absolument le même rôle que les métalloïdes ; ils permettent de détecter parfaitement. Je citerai dans ce groupe : la silice précipitée, la magnésie, les oxydes de titane, de zirconium, de thorium, le fluorure de calcium, le marbre, la porcelaine, la pierre ponce, le verre, la gomme laque, le mica, l'ébonite, etc. Il faut que la poudre de ces composés soit à grains très fins et que sur la plaque métallique il n'y en ait qu'une masse très faible.

b) Les corps mous : la parafine, le liège, le coton, la soie...... permettent également la détection, mais le système est moins stable.

c) Quant aux liquides, ils donnent des détecteurs encore plus instables.

2e classe. — C'est dans cette classe que l'on rencontre les sulfures, les séléniures, les tellurures, certains oxydes, des chlorures, des iodures, etc. La plupart de ces composés finement pulvérisés et employés à la place des diélectriques très résistants donnent d'excellents détecteurs. Non seulement la galène, mais les sulfures de mercure, d'argent, de cuivre, d'antimoine, d'étain, de bismuth, de fer, les séléniures correspondants, les iodures d'argent, de mercure, etc., donnent d'excellents résultats. Les oxydes de plomb, l'oxyde d'argent, etc., marchent également très bien. Je citerai tout particulièrement le produit qui couvre la surface du plomb abandonné longtemps à l'action de l'air, corps qui doit être un hydrocarbonate mélangé d'oxyde. Avec ce corps, on peut réaliser un détecteur stable de la manière suivante : comme électrode on prend une sphère d'acier parfaitement polie de 3 centimètres de diamètre et on pose sur elle un anneau fait d'un fil de plomb tel qu'on le trouve dans le commerce (fil employé dans les coupe-circuits) ; dès que l'anneau touche la sphère en tous les points d'un petit cercle, on entend un son très pur. Ici, pour

ainsi dire, pas de tâtonnements, il semble que la couche du diélectrique ait l'épaisseur voulue pour réaliser la détection.

Si nous revenons au dispositif étudié plus haut, nous pouvons encore observer que de petits granules de plomb, de petits grains de zinc forcément légèrement oxydés à la surface donnent de très bons détecteurs; du cuivre réduit abandonné un moment à l'air se comporte comme tous ces corps.

Enfin la limaille de magnésium, la limaille de bronze peuvent être utilisées. Il est vrai que de telles limailles produisent, comme on le sait très bien, la cohération ; employées comme je viens de le dire, elles sont autodécohérantes.

3e classe. — Enfin les corps qui avec l'eau de l'atmosphère sont capables de donner des solutions électrolysables sont inutilisables : ils établissent le contact des deux électrodes et la détection est impossible.

III. — Détection par l'air.

Reprenons les corps de la première classe et observons ce que l'on entend quand on approche lentement la sphère détectrice. Si la distance des deux conducteurs reste supérieure à une certaine limite que je désignerai par L, on perçoit au téléphone un bruissement continu. Pour certaines distances inférieures à L, on entend le son émis d'abord faiblement, puis avec plus d'intensité quand on rapproche plus les deux conducteurs; mais si l'on dépasse une certaine limite l, on a le silence absolu. Pour toutes les distances inférieures à l, on peut dire que le contact est établi entre les deux métaux, du moins au point de vue conduction du courant électrique (fig. 2).

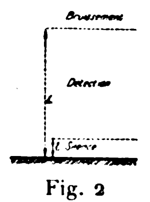


Fig. 2

Peut-on se faire une idée de l'ordre de grandeur des quantités L et l? Pour ma part, je suis persuadé que l, qui est très faible, est certainement supérieur à 10^{-8} centimètres; car si l'on atteignait cette limite, la distance des deux corps serait égale à peu près à la distance des atomes des corps considérés, c'est-à-dire qu'ils seraient parfaitement soudés. (Expériences de Spring.)

L est aussi une longueur difficile à se figurer; d'après les travaux de Blanc [1] sur la cohération, elle doit être inférieure à une longueur d'onde lumineuse. Voici d'autre part une expérience assez simple qui peut montrer que L a une valeur très faible; on remplace la lame métallique de l'appareil décrit plus haut par une petite cuvette formée (fig. 3) d'une plaque de nickel poli sur les bords de laquelle

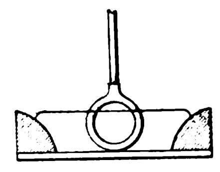


Fig. 3.

on a coulé de la parafine; dans la cuvette on verse un peu de mercure chimiquement pur et sur la surface du métal on dépose une trace d'oxyde jaune de mercure, enfin on enfonce très lentement dans le liquide un petit anneau de platine de 1 centimètre de diamètre. On réussit très facilement à plonger l'anneau jusqu'au fond de la cuvette sans cesser d'entendre le bruissement dont j'ai parlé plus haut et qui indique que le contact n'est pas établi. Si l'on continue d'enfoncer l'anneau, on arrive à une distance suffisamment faible du nickel pour que la détection se produise aux dépens de ce métal. Nous avons facilement réussi à aller ainsi chercher la détection sous une couche de 1 centimètre de mercure. L'épaisseur de la lame d'air comprise entre le fil de platine et de mercure est donc supérieure à L. Bref, on peut assurer que lors de la détection la distance des deux conducteurs est comprise entre une longueur d'onde lumineuse et une longueur d'onde d'un rayon X.

Puisque l'air est un diélectrique, il semble qu'il doit agir comme les autres et permettre de la détection. Avec beaucoup de patience, en faisant varier très lentement la distance des deux conducteurs, on arrive à entendre nettement l'émission radiotéléphonique; mais cela ne dure pas, l'appareil se dérègle très vite : on réalise donc un détecteur excessivement instable et cela se comprend aisément. Toutes les parties métalliques de l'appareil se dilatent et la distance des électrodes varie à chaque instant. En admettant même que la longueur de ces pièces soit réduite au minimum, il est facile de calculer que la distance considérée peut varier de 10^{-4} centimètres pour une variation de un dixième de degré; or la limite L est du même ordre de grandeur.

(1) *Journal de Physique*, t. III, 1904, p. 756 et t. IV, 1905, p. 743.

J'ai pensé alors que le rôle des poudres très isolantes pourrait bien être celui de stabilisateurs. Un granule de soufre ou de silice placé entre les deux électrodes, pourvu qu'il soit suffisamment résistant pour empêcher celles-ci de se rapprocher par suite de la dilatation inévitable des pièces métalliques, doit donner un détecteur stable.

D'après cela, tous les moyens qui pourront conduire au même résultat seront susceptibles de réaliser des détecteurs stables. Par exemple, nous avons posé la sphère détectrice sur un anneau d'os de 1 millimètre environ d'épaisseur, le diamètre de cet anneau était tel que la sphère se trouvait à une distance très faible de la lame métallique constituant la seconde électrode; en appuyant sur la sphère on

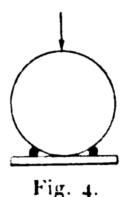


Fig. 4.

arrive à la détection et celle-ci persiste (fig. 4). Dans de telles conditions on peut calculer que la dilatation de l'anneau ne pourrait faire varier la distance des électrodes que de 10^{-7} centimètres au plus pour une variation de température de un dixième de degré. En utilisant des rondelles de papier, on arrive plus aisément au même résultat. J'espère pouvoir perfectionner ce procédé de stabilisation et être à même d'étudier plus complétement la détection par l'air.

IV

Puisque le système métal-air-métal permet la détection, il doit en être de même de tout système métal-diélectrique-métal. Dans le cas des diélectriques solides, la vérification est très difficile, étant donné que l'air interviendra toujours et qu'en réalité on réalisera malgré soi le système complexe métal-air-diélectrique-air-métal. J'ai essayé cependant avec des lames excessivement minces de verre et de mica; jamais je n'ai pu réaliser la détection. En exerçant sur ces lames à l'aide de la sphère une pression croissante, on arrive à les fendre; à partir de cet instant l'appareil fonctionne comme détecteur par l'air évidemment.

La gomme laque est susceptible de former des lames excessivement minces à la surface des corps: il suffit de préparer avec ce corps

des solutions alcooliques de concentrations variées et de les déposer au pinceau sur la surface considérée. Connaissant la concentration et la densité de la gomme, on peut calculer approximativement l'épaisseur du corps qui reste après évaporation de l'alcool. La détection a pu être réalisée en appuyant plus ou moins sur la sphère tant que l'épaisseur du diélectrique n'a pas dépassé 10^{-4} centimètres. La gomme laque est sans doute plus aisément compressible que le verre et le mica et l'on peut atteindre l'épaisseur nécessaire pour la détection.

Il est facile d'éviter l'air en prenant les diélectriques liquides comme les huiles qui mouillent les métaux. Avec ces corps qui donnent la détection instable, on prouve bien que la présence de l'air n'est nullement nécessaire.

Avant cette étude de l'influence des diélectriques sur la détection, j'avais essayé de substituer à la galène une foule de composés sulfurés, séléniés, tellurés que j'ai obtenus lors des études sur la fusibilité des mélanges des composés que forment les métaux avec les métalloïdes correspondants. Presque tous ces corps qui sont cristallisés et conducteurs se comportent plus ou moins comme la galène. En particulier les composés de l'argent, du plomb, de l'étain, de l'antimoine, du thallium sont, au point de vue de la détection, tout à fait remarquables.

V. — Mécanisme de la détection.

Il résulte de toutes ces recherches que l'on peut à coup sûr constituer un détecteur en approchant suffisamment deux conducteurs et en maintenant leur distance sensiblement constante par l'interposition de granules isolants de très faible volume.

Ces granules jouent en réalité encore un autre rôle : celui d'agents de décohération.

Imaginons, par exemple, qu'un courant de haute fréquence passe dans un détecteur formé d'une sphère conductrice et d'une plaque de la même substance. Sous l'action de la pression électrostatique :

$$p = \frac{KV^2}{8\pi e^2}$$

(K pouvoir inducteur spécifique du diélectrique, V différence de potentiel des deux conducteurs, e épaisseur de la lame diélectrique), les deux conducteurs se rapprochent, car à cause de la valeur très faible de e, la pression p acquiert une valeur notable qui croît du reste très rapidement quand e diminue. Les granules isolants sont, de ce fait, comprimés et exercent une force antagoniste qui croît également

dans les mêmes circonstances; à chaque instant ces deux forces s'équilibrent.

Quand V s'annule, p s'annule aussi, les granules comprimés se détendent et éloignent le conducteur de plus faible masse; immédiatement une nouvelle attraction se produit et ainsi de suite; de sorte que le système matériel entre en vibrations. Ces vibrations ont été mises en évidence par les expériences de Dongier [1] et Brasier et par celles de Mlle Collet [2].

Pendant ces oscillations des pièces conductrices, la distance d varie de $e - a$ à $e + a$, la pression électrostatique est maxima chaque fois que la distance des conducteurs est $e - a$; elle est, au contraire, nulle quand cette distance est $e + a$. La sphère à la distance $e - a$ est alternativement positive et négative. Supposons qu'elle soit négative, la densité superficielle de l'électricité négative, d'autant plus grande que le rayon de courbure est plus faible, pourra atteindre une valeur suffisante pour que les électrons puissent franchir l'espace si petit qui sépare les deux conducteurs. Il y aura donc, à l'instant considéré, un courant d'intensité I allant de la plaque à la sphère. Le même raisonnement s'applique dans le cas de la sphère positive; mais alors, pour une même valeur de p, la densité de l'électricité négative sur le conducteur plan aura une valeur moindre que dans le cas précédent; des électrons seront projetés, mais en moins grand nombre, sur la sphère; le courant qui en résultera sera donc dirigé dans le sens sphère-conducteur plan et son intensité i sera moindre que I. Le contact sera donc rectifiant : c'est ce que montre l'expérience.

D'après cela, les particules isolantes auxquelles on demande de jouer le rôle de ressorts, doivent être très élastiques, avoir les dimensions voulues pour que la distance de détection soit presque réalisée par une pression très faible; en un mot, le rôle purement mécanique qu'elles doivent jouer doit être facilité le plus possible.

En résumé, les granules interposés stabilisent la distance des deux conducteurs et produisent l'autodécohération.

Il semble résulter des travaux déjà cités de Mlle Collet et de la note récente de P. Gaubert [3] que, dans le détecteur à galène, le composé lui-même est un simple conducteur et que la pointe est calée ou par le soufre libre des galènes sensibles ou par une impureté isolante qui, d'après Gaubert, se dépose de préférence sur les faces (III).

H. PELABON.

(1) Dongier, *C. R.*, t. 157, p. 587.
(2) P. Collet, *Ann. de Phys.*, t. 175.
(3) P. Gaubert, *C. R.*, t. 182, p. 143 (1926).

LE RADIOMODULATEUR BIGRILLE (1)

par M. J. DE MARE

Ingénieur I. E. G.

SOMMAIRE. — Généralités sur la réception par changement de fréquence. — Caractéristiques de la lampe à deux grilles et son emploi dans la réalisation d'un changeur de fréquence par modulation.

Avant de décrire le changeur de fréquence bigrille, il me semble utile de retracer rapidement quelques généralités sur les récepteurs dans lesquels on modifie la fréquence, ne serait-ce que pour réagir contre certaines idées, à mon sens tout à fait inexactes, que l'on rencontre assez couramment au sujet de ces appareils. On prétend. entre autre chose, qu'ils sont d'une réalisation et d'un réglage délicats, lorsqu'ils sont, en fait, plus simples à construire que beaucoup de montages très en vogue, tels que les reflex, neutrodyne ou autre. Cette opinion provient de ce que l'on considère souvent l'appareil à changement de fréquence comme un ensemble assez mystérieux, probablement parce que beaucoup de ceux qui les décrivent les ont présentés sous des apparences fort compliquées.

Il est pourtant bien simple de considérer séparément la modification de la fréquence, d'une part, et l'amplification, de l'autre, quitte à examiner après les conditions que doivent remplir respectivement ces deux fonctions pour obtenir un rendement optimum après leur juxtaposition.

Il n'y a, sur l'amplificateur à utiliser, que quelques remarques à faire, — c'est pourquoi, contrairement à l'ordre logique des choses, je traiterai tout d'abord cette question. — Je n'ai jamais trouvé d'amplificateur de type classique qui donne de mauvais résultats dans la réception à changement de fréquence; il suffit qu'il soit convenablement dimensionné, pour bien fonctionner sur la fréquence intermédiaire choisie. On adoptera cependant, de préférence, l'amplificateur à transformateurs ou à résonance, sous ses formes les plus variées, parce qu'il peut être établi pour présenter les caractéristiques d'un filtre passe-bandes, plus intéressant, au point de vue de la sélection sans distorsion, qu'un amplificateur apériodique, combiné avec un circuit oscillant très peu amorti. Il faut, bien entendu, en téléphonie

(1) Conférence faite à la S. A. T. S. F., séance du 12 novembre 1925.

éviter les courbes de syntonie trop aiguës, car elles sont préjudiciables à la bonne reproduction de la voix et, surtout, de la musique. C'est en somme sur les caractéristiques de l'amplification en fonction de la fréquence que l'on doit porter tout spécialement son attention. De plus, il ne faut pas oublier que l'on a souvent dans ces appareils des tensions relativement élevées sur le système détecteur, ce qui conduit à prévoir cet organe en conséquence. Je ne m'étendrai pas plus sur les conditions que doit remplir l'amplificateur, ce serait sortir du cadre de cette étude.

Si le type d'amplificateur n'est pas d'une importance primordiale, au contraire, le dispositif utilisé pour changer de fréquence est susceptible de grandes variations de rendement, suivant le montage employé et les valeurs données aux éléments constitutifs. Quand on utilise le montage hétérodyne, on constate que le rapport des amplitudes des forces électromotrices, à l'entrée et à la sortie du dispositif changeur de fréquence, diminue rapidement quand la différence entre la fréquence de l'oscillation locale et celle de l'onde incidente augmente. La valeur du rapport des amplitudes est très conforme aux résultats que permet de prévoir le calcul, tant que la différence de fréquence entre les deux oscillations est de l'ordre de 500 à 1 000 périodes ; les couplages entre le générateur local et le circuit oscillant de réception sont alors faibles. Au contraire, pour une différence de 100000 périodes, par exemple, entre les fréquences, on constate que le rendement du changement de fréquence diminue beaucoup. Ce fait a déjà été signalé par plusieurs auteurs, mais je crois qu'aucune explication satisfaisante n'en a été donnée. Il faut certainement en rechercher la cause dans un mauvais fonctionnement du détecteur. En effet, il est nécessaire de coupler, d'une façon assez énergique, l'oscillateur local et le circuit oscillant de réception quand la différence entre les fréquences des courants, dans ces deux systèmes, est grande ; l'oscillateur local donne alors naissance, dans le circuit de réception, à deux oscillations : une forcée et une libre ; la première est celle utile au changement de fréquence ; la seconde, qui peut prendre une amplitude assez considérable, est défavorable à la détection quand celle-ci est réalisée au moyen d'un condensateur shunté.

Pour vérifier cette hypothèse, j'ai essayé de détecter par la courbure inférieure de la caractéristique de plaque, en donnant une valeur négative convenable au potentiel moyen de grille, suivant le procédé classique « de la détection par potentiomètre » ; si les résultats ont été dans l'ensemble beaucoup moins bons — ce dont il n'y a pas lieu de s'étonner, le rendement de ce mode de détection étant moins élevé que

le premier, surtout pour les petites amplitudes — je n'ai pas constaté de diminution du rapport des amplitudes des forces électromotrices, à l'entrée et à la sortie du dispositif changeur de fréquence, quand l'écart entre les fréquences de l'onde incidente et de l'onde locale augmentait.

Les montages dans lesquels on trouve deux circuits embrochés entre grille et filament, l'un étant réglé sur l'onde incidente, l'autre produisant l'oscillation locale par couplage avec le circuit de plaque, présentent les mêmes inconvénients, bien que d'une façon moins accentuée; mais ils sont d'un réglage assez difficile, donnant lieu souvent à des accrochages intempestifs.

Les diverses constatations que j'ai faites dans cet ordre d'idée m'ont conduit à chercher un montage tel que l'électrode sur laquelle est appliquée l'onde incidente ne soit pas soumise à l'oscillation locale. Je me suis également attaché à ce que le rendement soit pratiquement indépendant de la fréquence que l'on veut obtenir à la sortie du dispositif. Pour cela, j'ai fait appel aux intéressantes propriétés de la lampe à quatre électrodes, comportant un filament, deux grilles et une plaque. J'en avais fait une application, il y a déjà quelques années, dans un récepteur hétérodyne qui m'avait, à l'époque, donné de très bons résultats pour la réception des émissions de la station américaine d'Annapolis, sur petit cadre, en faisant usage d'un récepteur ne comportant que deux lampes.

Le nouveau montage que j'ai réalisé a un fonctionnement très particulier, tout à fait différent de celui de l'hétérodyne, et, pour bien en comprendre le principe, il est indispensable de rappeler quelques propriétés de la lampe bigrille. Je m'efforcerai de présenter le dispositif changeur de fréquence sous un angle tout à fait physique, car s'il est vrai, comme l'a dit lord Kelvin, qu'on ne comprend bien un phénomène que lorsqu'on l'a mis en équation, faut-il encore que cette « mise en équation » soit la traduction scrupuleusement exacte des phénomènes observés. C'est en cela que réside la difficulté. Il est, en général, relativement aisé de mener à bien un calcul : tout l'art du physicien, de l'ingénieur, consiste, en l'occurrence, à ce que les résultats soient conformes aux faits tels qu'ils existent. Je resterai donc dans le cadre d'une étude qualitative.

Les lampes à deux grilles que fabriquent actuellement divers constructeurs ont, pour un potentiel anodique de l'ordre de 40 à 80 volts, un courant de plaque très faible, de l'ordre de 30 à 40 microampères, quand les deux grilles sont au potentiel O ; cela tient à la disposition géométrique des électrodes. Le rayon du cylindre que forme la plaque

est dans une bigrille R 43 de 5 millimètres environ, lorsqu'il est de 3 à 4 millimètres dans une lampe ordinaire. Un électron se trouvant à la surface du filament est donc soumis à un champ accélérateur beaucoup plus faible, dans une lampe à deux grilles. Quand on applique une tension positive croissante sur la grille la plus rapprochée du filament, on constate une augmentation du courant de plaque, suivant une loi tout à fait analogue à celle qui relie la tension au courant dans les diodes (fig. 1). La première grille crée un champ accélérateur très puissant et, retenant relativement peu d'électrons, projette la majeure partie du flux électronique sur l'anode qui est elle-même portée à un potentiel positif.

La lampe à deux grilles a tout d'abord été faite pour permettre la réduction du potentiel d'anode et partant des batteries le produisant, en faisant usage d'une électrode créant un potentiel accélérateur auxiliaire. La deuxième grille a, sur le courant de plaque, un effet tout à fait identique à celui de la grille dans les triodes (fig. 2).

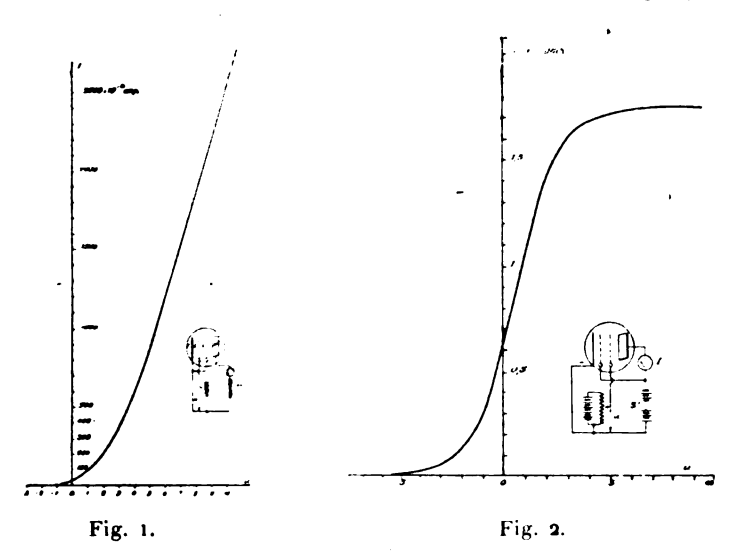


Fig. 1. Fig. 2.

On connait de nombreuses applications des bigrilles à des appareils détecteurs amplificateurs. Les premiers types de tétraodes que j'ai eus entre les mains, en 1918, provenaient de postes portatifs allemands sur lesquels elles étaient employées dans le but précisément de les alléger par la suppression des batteries de plaque.

Dans le changeur de fréquence, j'ai utilisé le rôle de la première grille dont je viens de parler, en réalisant le montage indiqué sur la

figure 3. Bien que très faible, le courant de plaque est néanmoins suffisant pour qu'il y ait amorçage d'oscillations dans le circuit L_1 C, quand un couplage convenable est réalisé entre les inductances L_1 et L_5, cela tient au grand coefficient d'amplification première grille-

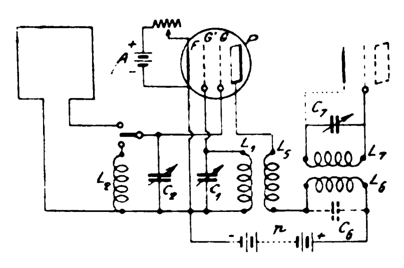


Fig. 3.

plaque. Quand le circuit L_1 C_1 est le siège d'oscillations, il applique une force électromotrice alternative sur la première grille G' et le courant de plaque en fonction du temps a une forme pulsatoire représentée sur la figure 4 par des demi-sinusoïdes, cela à titre de simplifi-

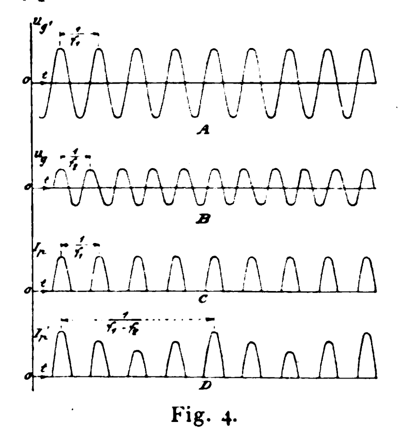


Fig. 4.

cation, car en réalité les courbures de la caractéristique tension appliquée sur la première grille-courant de plaque introduisent des déformations dont il n'a pas été tenu compte sur le graphique. Bien que la marche du phénomène soit évidente, je l'ai vérifié à l'oscillographe cathodique Western. Le faisceau électronique était déplacé par un champ électrique produit par la tension de plaque et balayé perpendiculairement à la direction du premier mouvement par un autre champ électrique variable, dû à la charge et décharge très

rapides d'un condensateur. Le circuit C_1 L_1 était réglé sur une fréquence de 60 000 cycles par seconde et la rapidité du balayage telle que l'on pouvait observer trois à quatre cycles complets du phénomène étudié. Le premier oscillogramme m'a donné une courbe assez complexe (fig. 5). On y voit nettement les pulsations produites par la pre-

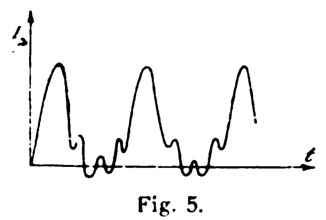


Fig. 5.

mière grille et des oscillations plus réduites dues aux oscillations libres de la bobine de réaction L_5 et de la self L_6. Pour réduire ce phénomène parasite, j'ai amorti fortement les inductances L_5 et L_6 et le

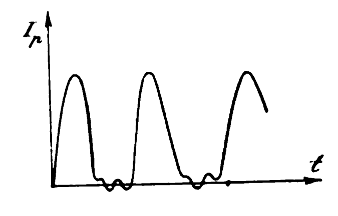


Fig. 6.

tracé de la courbe de tension s'est rapproché tout à fait de ce qu'on pouvait prévoir (fig. 6).

Nous allons maintenant examiner ce qui se produit quand une force électromotrice pulsatoire est induite dans un circuit oscillant. Celui-ci est constitué, dans le cas qui nous intéresse, par une inductance L_7 et un condensateur C_7 et la force électromotrice induite au moyen du couplage L_6 L_7.

Si f_1 est la fréquence de la force électromotrice appliquée sur la grille auxiliaire G′, fréquence que l'on peut prendre en première approximation égale à

$$1/2\pi\sqrt{L_1 C_1},$$

le temps qui sépare deux pulsations du courant de plaque est égal à $\frac{1}{f_1}$.

Quand la période propre d'oscillation du circuit L_7 C_7 est $2\pi f_1$, ce circuit sera entretenu en état oscillatoire sous l'effet des impulsions synchrones qu'il recevra.

Considérons le cas où, au contraire, la période propre d'oscillation du circuit L_7 C_7 est différente de celle des pulsations, par exemple inférieure de $2\pi f_2$ à celle du courant de plaque; la fréquence des oscillations libres sera donc :

$$F = (f_1 - f_2)$$

En prenant comme origine du temps l'instant t_0 où l'oscillation libre est en concordance de phase avec une pulsation du courant de plaque, on voit qu'au bout du temps $t_0 + 1/2 f_2$ il se sera produit $f_1/2 f_2$ pulsations du courant de plaque, tandis que le circuit aura fait $f_1/2 f_2 - 1/2$ oscillations se trouvant en opposition de phase avec le courant de plaque. Les oscillations libres sont donc périodiquement freinées.

Si, la lampe fonctionnant comme il vient d'être dit, on applique une tension alternative de fréquence f_2 sur la deuxième grille, son action s'ajoute, puis s'oppose périodiquement à celle de la première grille pour donner un courant dans le circuit de plaque, ayant la forme représentée sur la figure 4 D; les pulsations de grande amplitude correspondent à une coïncidence des forces électromotrices appliquées sur les deux grilles, les pulsations de petite amplitude à une apposition. Remarquons, en passant, que la figure 4 D a été faite sans le souci de respecter les ordres de grandeurs respectifs des divers phénomènes, ce qui serait impossible. En effet, la tension alternative à laquelle est soumise la première grille est de l'ordre de 8 volts, ce qui est équivalent à 400 volts environ, appliqués sur l'anode; en admettant que l'amplitude de la force électromotrice produite par le signal reçu soit de 100 microvolts, le coefficient d'amplification étant de 5, entre deuxième grille et plaque, les amplitudes sont dans le rapport $0{,}5 \times 10 - 3$ à 400, ou 1 à 200000. On ne peut évidemment songer à représenter les phénomènes à la même échelle.

Bien que l'expérience soit difficile à réaliser, j'ai pu vérifier à l'oscillographe l'existence, dans le circuit de plaque de la lampe bigrille, d'un courant pulsatoire d'amplitude variable quand on applique deux forces électromotrices de fréquences différentes sur les grilles.

Reprenant le raisonnement que nous avons déjà fait et prenant pour origine du temps l'instant t_0 où les forces électromotrices appliquées aux grilles sont en concordance, ce qui correspond à une pulsation d'amplitude maxima du courant de plaque; nous supposerons qu'au même instant le courant passe par son maximum dans le circuit oscillant. Nous avons vu qu'au bout du temps $t_0 + 1/2 f_2$ l'oscillation libre du circuit oscillant C_7 L_7 se trou-

vait en opposition avec une pulsation du courant de plaque, mais celle-ci sera cette fois d'amplitude réduite, car à l'instant $t_0 + 1/2 f_2$ les potentiels instantanés des grilles sont en opposition. En résumé, à tous les instants $t_0 + n\ (1/2 f_2)$ il y a une impulsion de grande amplitude en phase avec l'oscillation libre du circuit C_7 L_7 et, au contraire, opposition de cette oscillation libre et d'une impulsion d'amplitude réduite à tous les instants $t_0 + n\ (1/2 f_2)$.

L'effet sollicitant l'entretien des oscillations libres étant plus grand que celui qui tend à les freiner, le circuit C_7 L_7 sera maintenu en état oscillatoire. Au point de vue quantitatif, l'énergie que reçoit le circuit oscillant sous l'influence d'une variation du courant de plaque est de la forme $\int_0^t K I^2 dt$, elle est proportionnelle dans le cas d'une seule pulsation — telle que celles représentées sur la figure 3 — à l'aire comprise entre l'axe des temps et la courbe représentative du courant dont les ordonnées auraient été élevées au carré. Dans le cas où les pulsations sont d'amplitude périodiquement variable, tout se passe comme si le circuit recevait à chaque période une seule impulsion lui communiquant une quantité d'énergie :

$$W = 2 \int_0^{T/4} K I^2 dt - \int_{T/4}^{3T/4} K I^2 dt.$$

Toutes choses égales d'ailleurs, l'amplitude de l'oscillation libre est proportionnelle à celle de la force électromotrice alternative appliquée à la deuxième grille, c'est ce qui permet à la modulation d'être conservée. Les sons seront convenablement reproduits tant que la constante de temps du circuit oscillant L_7 C_7 sera négligeable devant la durée d'une période de modulation, en d'autres termes, il est nécessaire que les oscillations libres puissent être considérées comme éteintes en 1/5000 de seconde, si les sons les plus élevés que l'on se propose de reproduire sans déformation ont une fréquence de 5 000. Dans le cas de la musique, cette condition doit être largement satisfaite : en effet, certains spécialistes de la modulation estiment que toutes les fréquences jusqu'à 10 000 doivent être transmises. Les caractéristiques de constante de temps à imposer au circuit résonant, sur l'onde intermédiaire, sont d'ailleurs les mêmes dans tous les dispositifs à changement de fréquence : c'est pour cette raison que l'on tend, ces dernières années, à réduire la longueur d'onde intermédiaire en adoptant 3 000 à 6 000 mètres au lieu de 10 000 à 15 000 mètres.

La théorie que j'ai donnée de l'excitation par impulsion du circuit réglé sur l'onde intermédiaire est établie entièrement sur les faits

***



expérimentaux que j'ai constatés, en étudiant le fonctionnement du changeur de fréquence par bigrille. Je la considère, sous certains points, comme encore imparfaite et ayant besoin d'être complétée; c'est cependant la seule qui, jusqu'ici, me semble le plus se rapprocher de la réalité. On ne peut évidemment songer à utiliser la théorie classique de l'hétérodyne, dont le fonctionnement n'a rien de commun avec celui du changeur de fréquence bigrille. Quant aux phénomènes de modulation, tels que l'on a coutume de les envisager, ils sont aussi assez différents.

Le fait que le courant de plaque est pratiquement nul pendant une demi-période d'oscillation du circuit L_1 C_1, oblige à traiter le problème d'une façon tout à fait spéciale. Je suis persuadé que cette question intéressera plusieurs d'entre vous, qui pourront donner d'une façon beaucoup plus savante que je ne l'ai fait, une explication des phénomènes dont je viens de vous parler.

Je dois signaler que dans les récepteurs à modulation plaque, le courant de plaque s'annule également pendant une demi-période de l'oscillateur auxiliaire et je me fais un devoir de rappeler ici que l'idée de la réception par modulation plaque est due à M. Jouaust qui en a effectué une application pratique dans l'amplificateur type Z de la Télégraphie militaire.

Un changeur de fréquence utilisant ce principe peut-être réalisé, par exemple, comme l'indique la figure 7. On obtient avec ce dispositif des résultats nettement meilleurs qu'avec le montage hétérodyne, mais inférieurs à ceux que donne la bigrille dont le fonctionnement diffère sensiblement de celui du montage à deux lampes.

Ainsi que vous le savez, dans le cas de la bigrille, les grilles ont des pouvoirs amplificateurs très différents, dont le rapport est d'environ 8. De plus, l'état électrique de la deuxième grille a un effet du même ordre de grandeur sur le courant de la première grille et sur celui de la plaque (fig. 8).

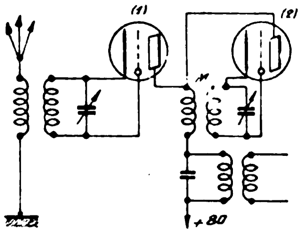


Fig. 7.

Dans le montage à deux lampes (fig. 7), une perturbation sur la grille de la lampe (1) n'a d'action sur celle de la lampe (2) que par la modification qu'elle entraîne du courant instantané dans les circuits communs de plaque, modification qui affecte la grille de la lampe (2) par le couplage M. Cet effet a également lieu dans une bigrille, même d'une façon beaucoup plus sensible, par suite du grand coefficient d'amplification de la première grille, mais il s'en superpose un autre bien plus considérable, dû à ce que le potentiel de la deuxième grille a une action directe sur le courant de la première. Ce phénomène est évidemment inexistant dans le montage à deux lampes, puisqu'il nécessite la présence de trois électrodes agissant sur un même flux électronique. Il y a de ce chef une première différence entre les caractéristiques des deux méthodes.

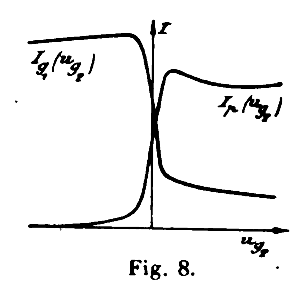


Fig. 8.

Une autre particularité de la lampe bigrille est la suivante :

La caractéristique des tétraodes dont je vous ai entretenus, il y a un instant, permet, en effet, de placer dans un changeur de fréquence le primaire du transformateur servant à transmettre la fréquence moyenne aussi bien dans le circuit de la plaque que dans celui de la première grille, sans que cette modification entraîne une grande différence de fonctionnement. Mais, dans ce dernier cas, c'est-à-dire celui du transformateur relié à la première grille, il est tout à fait impossible de comparer le système à deux lampes au changeur de fréquence bigrille.

Enfin s'il est besoin encore d'établir une différence entre les deux systèmes termoioniques, j'ajouterai que, dans le cas de la bigrille, il n'est pas du tout indifférent d'intervertir les deux grilles, il est absolument nécessaire que la première soit reliée au circuit d'oscillations locales, la seconde au collecteur d'ondes. Tous ceux qui ont réalisé le montage du changeur de fréquence bigrille peuvent aisément s'en assurer !

Il me reste à traiter un point qui intéresse tous ceux qui font de la T. S. F., l'action des parasites !

Les qualités d'un récepteur quelconque peuvent être divisées, sous ce rapport, en deux catégories : le degré d'inaptitude au brouillage et le pouvoir de sélection ou de séparation entre deux stations de longueur d'onde voisines, dans le cas où les champs électromagnétiques créés par les émetteurs au lieu de réception sont du même ordre de grandeur.

Le brouillage se produit sous l'effet d'une perturbation électromagnétique violente, excitant le premier circuit oscillant de réception par choc ; c'est le mode d'action des parasites atmosphériques, de la plupart des perturbations causées par les machines électriques, lignes de transport ou de traction, enfin les stations d'émission très rapprochées, surtout celles fonctionnant en ondes entretenues modulées, avec un arc, ou, pis encore, en amorties. Malheureusement, la réception par changement de fréquence, telle qu'elle est réalisée dans les appareils existant est tout aussi impuissante à éliminer les brouillages que n'importe quel autre montage, étant entendu que l'on veut recevoir de la téléphonie, sans la rendre inintelligible... et, encore, s'agirait-il de télégraphie que je ne crois pas que le changement de fréquence apporte une amélioration notable à ce point de vue, par rapport à ce que donnent les bons dispositifs antiparasites utilisés dans les grands centres de réceptions.

Il est évidemment possible, avec la réception par changement de fréquence, de réaliser des ensembles de grande sensibilité permettant d'utiliser comme collecteur d'ondes le cadre, moins influençable que l'antenne par les parasites, surtout quand ceux-ci sont produits par des lignes à haute tension, ou, en général, des installations donnant lieu à des pertes de courant dans le sol.

Le cadre a aussi l'avantage, grâce à ses qualités directives, d'éliminer, dans une certaine mesure, les perturbations électromagnétiques provenant d'une direction en quadrature avec celle de la station que l'on veut recevoir. En ce qui concerne les atmosphériques, je n'ai jamais constaté, dans une installation courante d'amateur, une différence bien nette, au point de vue pratique, entre un récepteur de sensibilité moyenne recevant sur antenne et un autre plus sensible, mais combiné avec un cadre ; il n'y a d'ailleurs pas lieu de s'en étonner, la diminution de hauteur effective du collecteur étant largement compensée par une plus grande amplification.

En ce qui concerne la sélection entre deux stations, quand il n'y a pas brouillage, elle peut être poussée jusqu'à ce qu'il ne se produise

pas de déformation. On entend quelquefois parler de séparation de deux postes distants de deux à trois mètres et travaillant vers 400 mètres. En admettant que la chose soit possible, à l'aide d'un bon filtre : je ne sais pas ce qu'il resterait, dans ce cas, d'un morceau de musique ! Il faut, en réalité, de 10.000 à 20.000 périodes entre deux stations pour les séparer sans déformation. Un calcul aisé permet de trouver en combien de mètres cela se traduit sur différentes longueurs d'ondes.

Le véritable avantage, et qui n'est pas des moindres, de la réception par changement de fréquence, est de permettre des amplifications considérables, surtout sur les ondes courtes. Ces qualités sont spécialement appréciables avec le changeur de fréquence bigrille, dont le rendement est très élevé. N'est-il pas merveilleux de recevoir, avec quatre lampes seulement, une bigrille, deux haute fréquence et une détectrice, Madrid, en haut parleur, soit une émission de 2 kw environ à 1 250 kilomètres, sur un petit cadre de 60 centimètres, ayant une hauteur efficace de 6,5 centimètres environ sur 373 mètres.

Le changement de fréquence par bigrille présente l'avantage d'avoir une très grande souplesse de fonctionnement, donnant encore un gain d'amplification très intéressant sur Daventry, bien que l'onde intermédiaire utilisée ne soit que de 3500 mètres, il fonctionne très bien sur des ondes de 10 mètres.

J. DE MARE.

Discussion

A la suite de la communication de M. de Mare, s'est ouverte une longue discussion à laquelle ont pris part MM. Lévy, Barthélemy et de Bellescize.

M. Lévy estime que le radiomodulateur bigrille ne contient pas de principe nouveau et que le changement de fréquence réalisé se fait exactement par la même méthode que dans le superhétérodyne. Il fait remarquer que ce montage a été déjà décrit depuis assez longtemps, en juin 1924, dans l'*Experimental Wireless* par M. Williams et que ce dernier l'a appelé superhétérodyne.

M. Barthélemy estime au contraire qu'il existe une différence essentielle entre le fonctionnement du tube bigrille et celui du superhétérodyne ; la dernière grille jouerait un rôle de modulation très différent de celui de la détection qui, selon lui, serait une des caractéristiques du superhétérodyne.

Dans les articles qui suivent on trouvera l'exposé des parties techniques de cette intéressante discussion que nous considérons maintenant comme close dans les colonnes de *l'Onde Électrique*.

LE CHANGEUR DE FRÉQUENCE A DEUX GRILLES

par R. BARTHÉLEMY, *ingénieur E. S. E.*

La production de la moyenne fréquence, dans le système superhétérodyne, est obtenue par l'action simultanée, sur un détecteur, de l'oscillation à recevoir et d'une forte oscillation locale.

On a tenté d'assimiler le détecteur à une résistance variable, manœuvrée par l'oscillateur local, et de conclure qu'on créait ainsi une véritable modulation de l'onde à recevoir.

En réalité, on peut aisément démontrer, en tenant compte des propriétés des détecteurs connus (lampe ou cristal) et des valeurs relatives de l'oscillation locale et de l'oscillation incidente, que :

1° Il y a, non pas modulation, mais, par suite de la discontinuité du phénomène, un véritable découpage de l'oscillation à recevoir, ce qui rappelle très exactement la stroboscopie.

2° L'amplitude du battement est fonction du rapport $\frac{f_1}{f_2}$ des deux fréquences composantes.

Il en est tout autrement avec la lampe à quatre électrodes.

Le mécanisme de l'action d'une force électromotrice appliquée à la deuxième grille de la *lampe en état d'oscillation* marque la différence la plus profonde qui sépare le système bigrille du superhétérodyne ordinaire, ainsi que du changeur de fréquence à modulation plaque.

Si l'on se contentait de déduire l'équation du courant plaque, dans la bigrille, des caractéristiques statiques, on aurait une idée bien fausse du phénomène et l'on serait amené à confondre une lampe à deux grilles avec deux lampes séparées. On pourrait même démontrer l'infériorité de la bigrille. Or, l'expérience prouve l'inverse Cela provient de ce que la bigrille est un générateur d'oscillations et que l'amplitude de ces oscillations dépend considérablement du potentiel de la deuxième grille. C'est là que réside le véritable effet « relais ». Une seule phrase caractérise le phénomène : l'énergie à *amplifier module le générateur d'oscillations*. Ce mode d'action ne semble guère employé, jusqu'ici, dans les récepteurs à changement de fréquence.

Voici les considérations qui m'ont amené à cette conclusion.

L'équation du circuit plaque de la bigrille est de la forme :

$$V_A + K_1 u_1 + K_2 u_2 + \rho i_p = 0 \quad (1)$$

(en appelant V_A la batterie plaque, K_1 et K_2 les coefficients d'amplification des grilles g_1 et g_2, u_1 et u_2 les tensions appliquées sur les

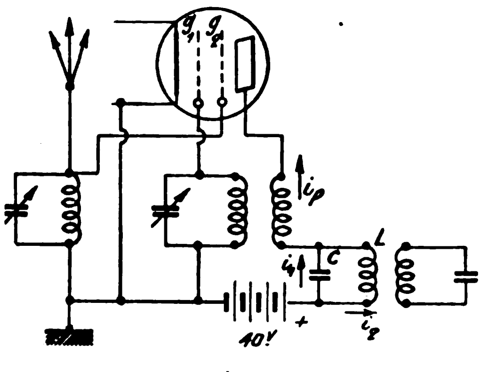


Fig. 1.

grilles en prenant pour origine le négatif du filament, i_p courant plaque, ρ résistance totale du circuit plaque) (fig. 1).

Si les tensions u_1 et u_2 sont sinusoïdales on peut écrire :

$$i_p = \frac{1}{\rho}\left[V_A + K_1 U_1 \sin \omega_1 t + K_2 U_2 \sin \omega_2 t\right]. \quad (2)$$

Quand la bigrille oscille, on constate que la tension maximum U_1 est fonction de u_2. Nous avons tracé la courbe u_1 en fonction de u_2, et

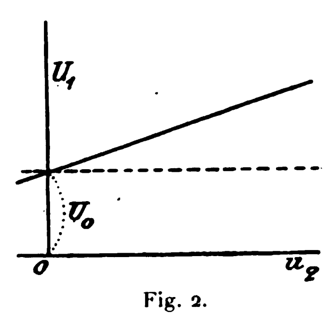


Fig. 2.

pour ceci nous avons emprunté à M. Bedeau, son élégante méthode d'opposition. Nous avons trouvé une droite (fig. 2), de telle sorte qu'on peut écrire :

$$U_1 = U_0 + A u_2.$$

U_0 étant la tension maximum sur la grille 1 pour $u_2 = 0$, M. de

Mare a effectué la mesure délicate de A en alternatif haute fréquence; A est de l'ordre de 1 à 2.

L'équation (2) se transforme donc en la suivante :

$$i_p = \frac{1}{\rho}(V_A + K_1 U_0 \sin \omega_1 t + K_1 A U_2 \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t + K_2 U_2 \sin \omega_2 t). \quad (3)$$

Le terme en $U_2 \sin \omega_1 t . \sin \omega_2 t$ différencie complètement le phénomène de celui existant dans le superhétérodyne; et ce terme n'est pas négligeable, car son coefficient est de beaucoup supérieur au terme en $\sin \omega_2 t$. Il apparaît donc dans le courant plaque une fonction qui est un *produit* de sinus et non *une somme.*

De plus, fait nouveau, la fréquence $f_1 - f_2$ *apparait sans détection complémentaire ni modulation plaque* dans la tension anodique, car on a :

$$\sin \omega_1 t \sin \omega_2 t = \frac{1}{2} \cos (\omega_1 - \omega_2) t - \frac{1}{2} \cos (\omega_1 + \omega_2) t.$$

et l'*amplitude* de ce terme est *indépendant* des fréquences composantes.

Le courant plaque, ne l'oublions pas, ne peut être que positif, il s'écrit :

$$(3) \qquad i_p = \frac{1}{\rho}\left[V_A + K_1 U_0 \sin \omega_1 t + \frac{K_1 A U_2}{2} \cos (\omega_1 - \omega_2) t - \right.$$
$$\left. - \frac{K_1 A U_2}{2} \cos (\omega_1 + \omega_2) t + K_2 U_2 \sin \omega_2 t \right].$$

Le terme en $\sin \omega_1 t$ a, de beaucoup, la plus grande amplitude et, dès qu'il est légèrement négatif, le courant i_p *s'annule*. Donc sensiblement, à chaque intervalle $\frac{1}{2 f_1}$, le courant i_p devient nul pendant à peu près le même temps. M. de Mare a confirmé cette déduction en observant le courant i_p à l'oscillographe cathodique, et l'a trouvé pratiquement figuré par des demi-sinusoïdes positives de la forme $\sin \omega_1 t$.

L'amplitude du terme en $\sin \omega_2 t$ est petit à côté du terme en $\sin \omega_1 \sin \omega_2 t$, toutefois si l'on voulait tenir compte de son action on s'apercevrait qu'elle correspond à augmenter, dans l'équation 3, la valeur des termes en $(\omega_1 - \omega_2) t$. En pratique, le courant plaque a pour valeur, *dans les intervalles positifs :*

$$i_p = \frac{1}{\rho}\left[V_A + M \sin \omega_1 t + N \cos (\omega_1 - \omega_2) t - P \cos (\omega_1 + \omega_2) t\right]. \quad (4)$$

Examinons l'action produite sur le circuit CL (fig. 3) (moyenne fréquence) de ces impulsions successives et discontinues. Supposons

d'abord, qu'il n'y ait pas de force électromotrice en sin $\omega_2 t$ appliquée à la grille g_2. On peut se rendre compte, à priori, de ce qui se passe. Une première oscillation A de i_p (fig. 3) détermine un courant i_2, très faible dans l'inductance L de grande valeur, et un courant i_1 qui charge la capacité C. Pendant l'intervalle qui suit, où i_p est nul, la capacité C tend à se décharger et à prolonger, sinon augmenter, le courant i_2, si C est assez grand.

L'oscillation suivante B va produire une action semblable. On conçoit que, les intervalles de charge étant très rapprochés, le courant i_2 va devenir à peu près constant. Ce n'est pas autre chose que

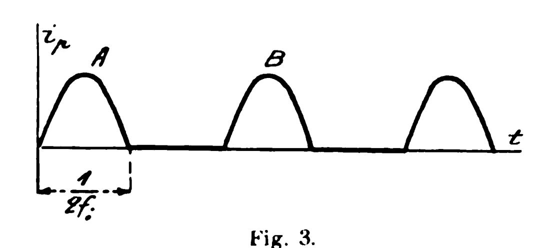


Fig. 3.

l'on observe lorsqu'on produit du courant continu avec une seule alternance d'un secteur alternatif débitant sur une capacité et une self-induction convenables.

Cela peut se traduire plus exactement par les équations :

$$i_2 + CR\frac{di_2}{dt} + CL\frac{d^2 i_2}{dt^2} = \frac{1}{\rho}\left[V_A + K_1 U_1 \sin \omega_1 t\right]$$

pendant les intervalles où i_p n'est pas nul

et
$$i_2 + CR\frac{di_2}{dt} + CL\frac{d_2 i_2}{dt^2} = 0$$

pendant les intervalles où i_p est nul.

On voit qu'il est nécessaire, par suite de cette discontinuité, de calculer successivement les valeurs initiales et finales de i_2 à chaque impulsion pour se rendre compte de l'allure du courant sur un temps suffisamment long. On trouve une courbe analogue à celle représentée (fig. 4), en supposant :

$$\begin{cases} C = 1/1\,000\,f \\ L = 0{,}01\ Hy \rightarrow \\ f_1 = 10^6 \text{ par seconde.} \end{cases}$$

Le courant i_2 dans la self-induction est donc un courant sensible-

ment constant. D'ailleurs, une simplification assez grossière faite en posant

$$i_p = i_0 + i_0 \sin \omega_1 t$$

donne un résultat très proche de celui indiqué ci-dessus et permet d'obtenir rapidement la valeur de i_2 en fonction de i_p.

On a : $$i_2 = i_0 \left[1 + \frac{\sin \omega_1 t}{CL\omega^2 - 1} \right]$$

On constate ainsi que i_2 est un courant continu à moins de 1/300e près (pour une longueur d'onde locale de 300 à 400 mètres).

Nous avons eu la vérification du phénomène à l'oscillographe.

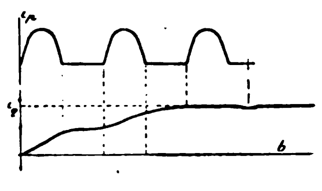


Fig. 4.

Il y a donc un courant discontinu plaque, mais il existe un courant continu dans l'inductance L du circuit moyenne fréquence. La valeur de ce courant continu est proportionnelle à l'ordonnée moyenne de i_p.

On a, en régime établi :

$$i_2 t = \int_0^t i_p \, dt.$$

Ce résultat acquis, faisons intervenir la fréquence à recevoir f_2.

On pourrait exprimer i_2 par les équations suivantes tirées de la relation 4.

$$i_2 + CR\frac{di_2}{dt} + CL\frac{d^2 i_2}{dt^2} = \frac{1}{\rho}\Big[V_A + M \sin \omega_1 t + $$
$$+ N \cos(\omega_1 - \omega_2)t - P\cos(\omega_1 + \omega_2)t\Big]$$

pour les intervalles de temps pendant lesquels le deuxième membre est positif et

$$i_2 + CR\frac{di_2}{dt} + CL\frac{d^2 i_2}{dt^2} = 0$$

pour les autres intervalles.

On se rend compte de suite où ce calcul peut entrainer pour savoir ce qui se passe après une vingtaine d'oscillations. J'avoue

n'avoir pas poursuivi. Je m'en suis tenu à l'examen qualitatif du phénomène et à la vérification par l'oscillographe cathodique.

On a vu que le courant continu i_2 était proportionnel à l'ordonnée moyenne des surfaces, $\int i_p\,dt$, des oscillations de fréquence f_1. Si l'on faisait varier assez lentement les valeurs successives de ces aires, le courant continu i_2 suivrait ces variations. Or, nous savons (éq. 4) que le courant i_p est composé de plusieurs termes, dont l'un de très grande amplitude, en sin $\omega_1 t$, est accompagné de deux autres, plus petits, en cos $(\omega_1 - \omega_2)t$ et en cos $(\omega_1 + \omega_2)t$.

Le terme en $(\omega_1 + \omega_2)t$, de fréquence encore plus élevée que f_1 ne changera pas la valeur moyenne de i_2 considérée sur un temps suffisamment long, mais le terme de fréquence relativement très basse, en $(\omega_1 - \omega_2)t$, va *augmenter* lentement l'aire des surfaces $\int i_p\,dt$, pour des valeurs de cos $(\omega_1 - \omega_2)t$ positives, et la *diminuera* pour des valeurs négatives (fig. 5).

Le courant i_2 suivra ces variations de fréquence $f_1 - f_2$ si L et C ne

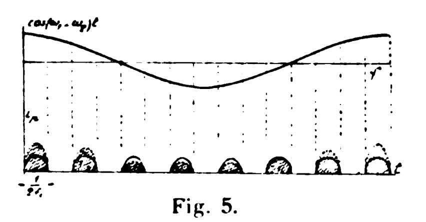


Fig. 5.

sont pas trop grands, et l'amplitude des variations de i_2 pourra devenir très grande si le circuit C L a précisément pour période propre $\frac{1}{f_1 - f_2}$.

Ce circuit C L n'est donc pas spécialement un circuit sélecteur comme on l'indique dans le superhétérodyne classique, il reconstitue le courant moyenne fréquence, interrompu f_1 fois par seconde, pa suite du fonctionnement de la bigrille en oscillatrice.

On constate ainsi que les interruptions du courant plaque, de fréquence f_1, sont plutôt des phénomènes gênants, qui diminuent le rendement de la bigrille, tandis que ces interruptions, dans la détection stroboscopée du superhétérodyne, sont indispensables pour la création de la moyenne fréquence.

Je ne voudrais pas terminer sans signaler qu'à ma connaissance, nous devons à M. Laüt, un technicien trop souvent oublié, le premier

projet français de réception par changement de fréquence et double détection. C'est de son lit de malade à Berk, en octobre 1916 et en janvier 1917, qu'il proposa par lettre adressée à la Radiotélégraphie Militaire, ce système, nouveau chez nous. J'ai vu la copie de ces lettres qui sont d'une précision surprenante pour cette époque et on ne peut que regretter que leur auteur n'ait pu, alors, continuer ses études sur ce sujet.

R. Barthélemy.

NOTE SUR LA MODULATION DANS LES APPAREILS RÉCEPTEURS

Par H. DE BELLESCIZE

Pour modifier la fréquence d'un signal recueilli dans un récepteur, on peut faire appel à deux procédés qui diffèrent au point de vue des principes mis en jeu et parfois aussi des résultats obtenus.

Les considérations qui vont suivre ont déjà été plus ou moins complètement développées par nous, il y a quelques années, alors que personne ne portait intérêt à la question.

Un des procédés, le plus habituellement employé, consiste à additionner le signal à l'oscillation hétérodyne, puis à les appliquer à la

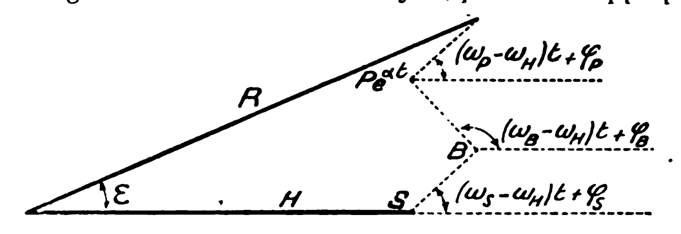


Fig. 1.

même électrode d'un détecteur. L'ordre suivi — superposition précédant le détecteur — est une caractéristique essentielle du procédé et a d'ailleurs été formellement spécifié dans certains brevets relatifs au superhétérodyne. Le redressement s'opérera, par exemple, sur une caractéristique unique présentant un coude.

Le courant à redresser se présente ici sous la forme :

$$H \sin \omega_H t + S \sin (\omega_S t + \varphi_S) + B \sin (\omega_B t + \varphi_B) + P e^{-\alpha t} \sin (\omega_P t + \varphi_P)$$

H, S, B, P, se rapportant aux oscillations : hétérodyne, signal, brouillages, parasites.

L'étude de cette expression ainsi que celle du courant détecté qui en résulte est impossible, sauf dans le cas particulier où l'oscillation hétérodyne est beaucoup plus intense que la résultante de toutes les autres; ainsi que nous l'avons indiqué (*Radioélectricité*, juillet 1921, p. 29), le courant résultant R sin $(\omega_H t + \varepsilon)$ s'écarte alors de sa projection sur H d'un angle variable ε très petit, donc susceptible d'être négligé en première approximation, et son amplitude vaut sensiblement :

$$R \simeq H + S\cos\left(\overline{\omega_S - \omega_H}\, t + \varphi_S\right) + B\cos\left(\overline{\omega_B - \omega_H}\, t + \varphi_B\right) + \\ + Pe^{-\alpha t}\cos\left(\overline{\omega_P - \omega_H}\, t + \varphi_P\right).$$

Chacune des oscillations composantes est bien individuellement modulée, comme si elle était seule, et donne naissance au courant de fréquence inférieure prévue.

Il n'en est plus ainsi lorsqu'une des oscillations recueillies par l'antenne arrive au détecteur avec une amplitude voisine de celle de l'hétérodyne, cas ayant d'autant plus de chance de se produire que les circuits haute fréquence seront moins sélectifs et pourvus d'une hauteur effective et d'une amplification plus considérables : dans l'article précité, nous signalions l'exemple d'un brouillage dont l'amplitude et la phase auraient l'ordre de grandeur de celles de l'oscillation locale; cette dernière étant ainsi périodiquement neutralisée, la modulation disparaît : le signal est soufflé. Il en est de même lorsque l'hétérodyne est moins intense que le parasite, résultat systématiquement recherché par certains inventeurs. La modulation dépendant toujours de l'oscillation la plus intense, se trouve encore momentanément supprimée ou perturbée, puisque le train parasite a d'ordinaire la période du signal et ne peut en tout cas, sauf hasard heureux, avoir la phase du courant local; comme toutes les méthodes de limitation, celle-ci entraîne donc la disparition du signal en même temps que celle du parasite.

L'autre procédé de modulation, sous la forme où il est connu depuis 1913 (voir brevet français n° 507.197), consiste à appliquer signal et oscillation locale à deux électrodes distinctes d'une lampe agissant comme relais. Le fonctionnement est d'ordinaire difficile à étudier; mais il se présente parfois sous la forme simple, non plus d'une somme, mais d'un produit des oscillations en présence. M. Jouaust a très exactement prévu ce résultat (brevet français n° 537.268) dans les termes suivants : « (le courant modulé) n'est plus en relation avec les propriétés rectificatrices de la lampe, mais est de même nature que la production de courants qu'on pourrait observer

dans le rotor d'un moteur à courant alternatif dont le stator serait parcouru par les oscillations à recevoir, le rotor tournant à une vitesse voisine du synchronisme. » L'exposé de M. Jouaust ne permettant pas de comprendre le mécanisme du phénomène, nous en avons proposé une explication (*Radioélectricité*, bulletin technique du 15 juin 1923, p. 4) dans l'existence, non plus d'une caractéristique unique et incurvée, mais d'une famille de caractéristiques divergentes, chacune susceptible d'être considérée comme rectiligne dans la région où l'on opère.

Considérons par exemple la famille représentée par les courbes en trait plein de la figure 2; relevées sur une lampe bigrille dont elles

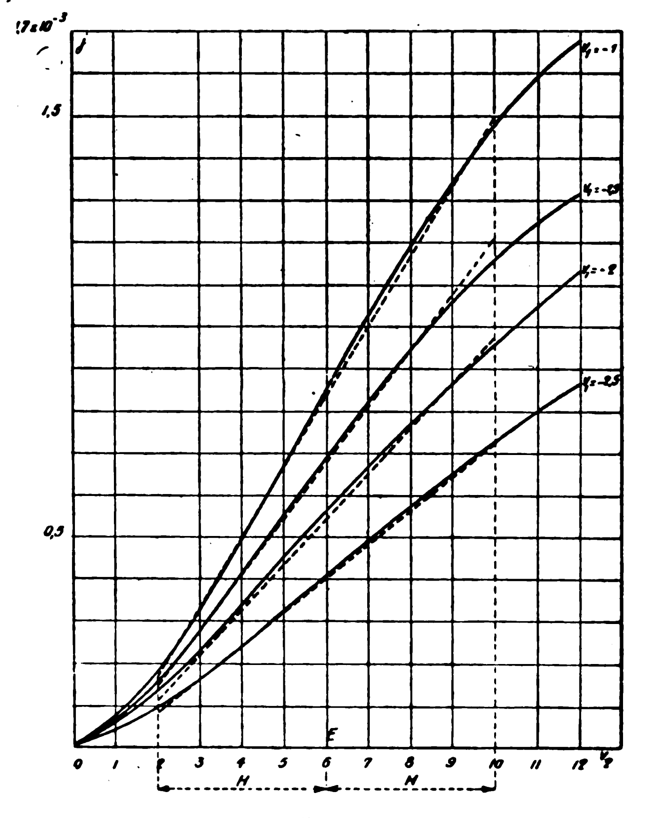


Fig. 2.

indiquent le courant de plaque j en fonction de la tension v_2 de grille intérieure, pour un certain nombre de valeurs de la tension v_1 de grille extérieure; dans la région choisie (il en est toujours une présentant à peu près cette propriété) comprise à l'intérieur des lignes poin-

tillées, les courbes peuvent être sensiblement assimilées à des portions de droites.

$$j = m v_2 + n$$

dont le coefficient angulaire m est lui-même une fonction linéaire de v_1 ; ce qui fournit en définitive une expression de la forme

$$j = a v_1 v_2 + b v_1 + c v_2 + d.$$

Cette expression, rapprochée des équations des tangentes aux courbes caractéristiques, fournit après quelques tâtonnements des valeurs de a, b, c, d, répondant assez bien à la condition imposée. Dans notre exemple, les droites en pointillé sont définies par :

$$j = (5{,}7\, v_1 + 22{,}2)\,(v_2 - 1) . 10^{-5} \text{ (ampères, volts).}$$

Supposant les courants recueillis par l'antenne appliqués à la grille extérieure, et l'oscillation locale à la grille intérieure (v_2), il vient :

$$v_1 = \mathrm{S} \sin (\omega_S t + \varphi_S) + \mathrm{B} \sin (\omega_B t + \varphi_B) + \mathrm{P} e^{-\alpha t} \sin (\omega_P t + \varphi_P)$$
$$v_2 = \mathrm{H} \sin \omega_H t + \mathrm{E}$$

(E tension constante des piles).

Le courant de plaque comporte, outre la haute fréquence, un terme :

$$j = 5{,}7 . 10^{-5}\, \mathrm{H} \sin \omega_H t\, [\mathrm{S} \sin (\omega_S t + \varphi_S) + \mathrm{B} \sin (\omega_B t + \varphi_B) + \\ + \mathrm{P} e^{-\alpha t} \sin (\omega_P t + \varphi_P)]$$

fournissant des courants modulés indépendants d'amplitudes respectives : $\frac{5{,}7}{2} . 10^{-5}\, \mathrm{H\,S}$, etc.

Le rendement est d'autant meilleur que l'amplitude de l'oscillation hétérodyne et le coefficient de $(v_1 v_2)$ sont plus élevés. Dans notre exemple, ce dernier est égal à $5{,}7 . 10^{-5}$, tandis qu'il est de l'ordre de $0{,}5 . 10^{-5}$ seulement quand on module sur la plaque d'une lampe ordinaire. C'est là une des raisons de l'intérêt présenté par la lampe bigrille pour cette application; d'autres modes d'utilisation pourraient être prévus et étudiés de la même manière.

Bien entendu, le fonctionnement ci-dessus n'est pas le seul possible, mais il a l'avantage de permettre un calcul complet de la transformation de fréquence et de fournir une modulation sensiblement sinusoïdale dont le mécanisme ne comporte aucune incertitude. En particulier, la présence de coudes n'est pas nécessaire, et les alternances positives ne sont pas les seules à compter; ceci contrairement à l'opinion généralement émise, en particulier par M. Lévy (*La Nature*, 28 novembre 1925, p. 349). On constate en outre qu'à

l'inverse de ce qui se passe dans l'autre procédé de modulation, l'indépendance des courants reçus est respectée quelle que soit leur amplitude par rapport à celle de l'hétérodyne. A ce propos, nous avons, il y a deux ans, procédé à l'expérience suivante (fig. 3). Deux résonateurs identiques et accordés sur la même fréquence actionnent différentiellement un téléphone par l'intermédiaire de deux lampes

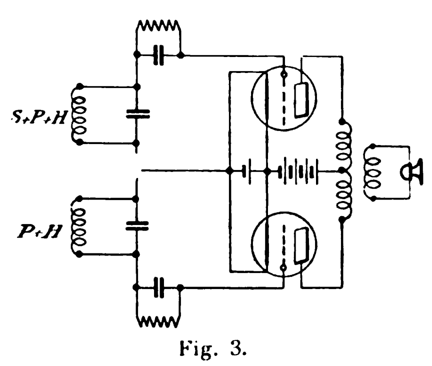


Fig. 3.

détectrices distinctes. Ils sont excités par un même hétérodyne et par un trembleur très énergique; les couplages étant ajustés de manière à éliminer ce dernier, on soumet un seul des résonateurs à l'action du signal; celui-ci est complètement soufflé. Supprimant ensuite les condensateurs shuntés, et plaçant l'hétérodyne sur la partie commune des circuits de plaque, le signal sort de façon parfaite bien que l'action du trembleur soit demeurée invariable.

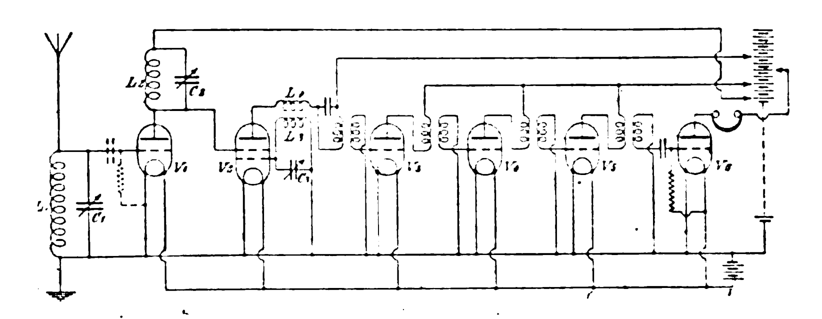
H. de Bellescize.

LES CHANGEURS DE FRÉQUENCE SUPERHÉTÉRODYNES

par L. LÉVY

I. — NOTE SUR LE FONCTIONNEMENT DU RADIOMODULATEUR BIGRILLE

1° *Le radiomodulateur n'est pas nouveau.* — Il a été décrit dans tous ses détails dans l'*Experimental Wireless* de juin 1924 (fig. 1), par M. Williams qui l'a appelé un superhétérodyne.



2° *Le radiomodulateur emploie la méthode générale superhétérodyne.*

Je rappelle que cette méthode consiste :

1° A changer la fréquence d'onde radiotéléphonique reçue (correspondant à 300 m par exemple) en une autre (correspondant à 6 000 m par exemple) en superposant aux oscillations reçues des oscillations créées localement par un générateur dit hétérodyne, cette superposition se faisant dans un circuit contenant un détecteur ;

2° A amplifier le courant de moyenne fréquence produit par le premier changement de fréquence;

3° A détecter les courants de moyenne fréquence et à les amplifier en basse fréquence s'il y a lieu.

Il est à remarquer que le radiomodulateur bigrille emploie pour la réception de la téléphonie les trois éléments suivants du procédé décrit ci-dessus :

Changement de fréquence au poste récepteur;
Amplification de la fréquence moyenne;
Détection et amplification BF.

Mais de plus, je dis que le *changement de fréquence du radiomodulateur se fait exactement par la même méthode que dans le superhétérodyne* et que, par conséquent, la méthode réalisée dans le radiomodulateur est la méthode même superhétérodyne telle qu'elle est définie ci-dessus.

Je rappelle que le changement de fréquence du superhétérodyne se fait par la méthode suivante : 1° on superpose dans un même circuit les oscillations à transformer et une oscillation locale (dite hétérodyne); 2° on intercale un détecteur dans le circuit où se fait la superposition.

Je vais démontrer que ces deux éléments du procédé sont employés dans le radiomodulateur.

1° Il est tout d'abord indéniable que dans le circuit plaque de la lampe bigrille on trouve superposées les oscillations à transformer et les oscillations engendrées par la lampe elle-même.

Par conséquent, on trouve bien dans le radiomodulateur comme dans le superhétérodyne la superposition dans un même circuit (le circuit plaque) de l'oscillation locale et de l'oscillation à transformer.

2° Pour démontrer que le changement de fréquence du radiomodulateur est identique à celui du superhétérodyne, il me suffit de démontrer en outre que le circuit-plaque de la lampe bigrille est un détecteur.

D'abord cela est vrai par définition même du détecteur. Mais de plus, nous allons le démontrer en empruntant à M. de Mare sa propre définition du détecteur.

C'est, a-t-il dit, un conducteur électrique dans lequel la dérivée du potentiel appliqué par rapport au courant qui le traverse n'est pas une constante.

Nous allons démontrer que *pour qu'il y ait changement de fréquence dans la lampe bigrille, il est indispensable que la résistance filament plaque de la lampe bigrille* ne soit pas une constante et par conséquent que l'espace filament plaque de la lampe bigrille soit un détecteur.

En effet, supposons que la résistance filament plaque soit une constante R.

Le courant i dans le circuit filament plaque débité par les deux

tensions superposées dans le circuit plaque $V_1 \sin \omega_1 t$ et $V_2 \sin \omega_2 t$:

$$\left.\begin{aligned} i &= (V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t)\,\frac{1}{R} \\ i &= \frac{1}{R} V_1 \sin \omega_1 t + \frac{1}{R} V_2 \sin \omega_2 t \end{aligned}\right\} \text{avec} \quad \begin{aligned} \omega_1 &= 2\pi N_1 \\ \omega_2 &= 2\pi N_2 \end{aligned}$$

ce courant ne renferme aucune fréquence plus basse que N_1 et N_2.

Par conséquent, si R est une constante, *il ne peut pas* y avoir abaissement de fréquence; d'où nous concluons que, puisqu'il y a abaissement de la fréquence, R est variable en fonction de la tension et du courant qui traverse la résistance, c'est-à-dire est un détecteur; ce qui démontre la proposition.

Nous avons prouvé que pour qu'il y ait changement de fréquence il est *nécessaire* que l'espace filament plaque soit un détecteur et que par conséquent le circuit plaque de la lampe bigrille produit un changement de fréquence par superposition de l'onde à transformer et d'une onde locale dans un circuit qui contient un détecteur. Il en résulte que nous avons démontré que le radiomodulateur bigrille emploie *tous les éléments de la méthode superhétérodyne et est par conséquent un superhétérodyne.*

Remarque. — On peut d'ailleurs se rendre compte facilement que l'espace filament plaque de la lampe bigrille est soumis à de fortes variations de résistance dues notamment à ce fait que le tube engendre des oscillations (il en est de même d'ailleurs pour tout tube engendrant des oscillations). Dans une lampe autodyne (et notamment la lampe bigrille) la tension grille et la tension plaque variant en opposition de phase, il est facile de se rendre compte en considérant les caractéristiques plaque (courant plaque en fonction de tension plaque) que la résistance et son inverse la conductance est une fonction du courant *i* instantané qui traverse l'espace filament plaque, l'inclinaison et la courbure des caractéristiques étant fortement variable lorsque le point figuratif du courant plaque décrit à chaque période la courbe fermée caractéristique dynamique.

Il est facile de se rendre compte par les études qui suivent que le rendement du tube bigrille ne saurait être différent du rendement d'un tube à une seule grille fonctionnant en autodyne ou de la combinaison de deux tubes fonctionnant l'un en générateur, l'autre en amplificateur à haute ou à moyenne fréquence. Le seul point à envisager pour se rendre compte du rendement de la conversion dans tous les cas est le rapport de la résistance moyenne au cours de la

demi-période dans laquelle le courant passe à la résistance au cours de l'autre demi-période (laquelle peut toujours être rendue infinie).

La considération des caractéristiques dynamiques (déduite des caractéristiques plaque ou grille) de la bigrille et des lampes micro-triodes ordinaires montre plutôt un avantage pour les lampes ordinaires.

En tous cas, il s'agit de rendement absolument du même ordre et non pas comme on l'a dit de rendements extraordinaires, et c'est d'ailleurs exactement ce que l'expérience prouve puisque l'on peut remplacer sur un appareil Ducretet ou sur un superhétérodyne la bigrille par un groupe de deux lampes au moyen d'un intermédiaire spécial et obtenir une audition équivalente. On pourrait également substituer à la lampe bigrille une lampe autodyne à une seule grille avec un résultat identique.

Le montage superhétérodyne à lampe bigrille est d'ailleurs un montage intéressant qui présente des avantages et des inconvénients qui lui sont propres et la question de savoir s'il doit être préféré ou non aux autres montages superhétérodynes est essentiellement une question d'espèce.

II. — FONCTIONNEMENT DES CHANGEURS DE FRÉQUENCE SUPERHÉTÉRODYNES

Bien que les brevets Lévy ne soient pas limités à la méthode de changement de fréquence par hétérodynation et détection, nous allons étudier ci-dessous uniquement le changeur de fréquence superhétérodyne à superposition à fréquence ultra-acoustique et détection.

Nous allons démontrer que le changement de fréquence dans le superhétérodyne à superposition grille ou plaque se produit toujours par modulation.

Changeur de fréquence à interférence et détection. Théorème. — *Pour que deux tensions de fréquence N_1 et N_2 superposées dans un même circuit donnent lieu à un courant de fréquence $N_1 - N_2$*, il faut et il suffit *que dans ce circuit soit intercalée une résistance ou impédance variable qui ne suive pas la loi d'Ohm* (*c'est-à-dire un détecteur*).

1° Il est nécessaire que la résistance ne suive pas la loi d'Ohm.

En effet, supposons que la résistance suive la loi d'Ohm le courant dans le circuit

$$\left.\begin{aligned} i &= (V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t) \frac{1}{r} \\ i &= \frac{1}{r} V_1 \sin \omega_1 t + \frac{1}{r} V_2 \sin \omega_2 t \end{aligned}\right\} \begin{aligned} \text{avec : } r &= \text{constante} \\ \omega_1 &= 2\pi N_1 \\ \omega_2 &= 2\pi N_2 \end{aligned}$$

par conséquent chacune des sources de fréquence N_1 et N_2 débite comme si elle était seule et aucun abaissement de la fréquence n'est possible.

2° C'est suffisant :

On a : $$\frac{1}{r} = f(v)$$

v = tension aux bornes de la résistance.

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} + \left(\frac{d \frac{1}{r}}{d v} \right)_0 v + \ldots$$

d'après Maclaurin.

Il est facile de voir que $\frac{1}{r_0}$ est généralement très petit dans tous les détecteurs rectificateurs et notamment pour les circuits grille et plaque d'une lampe. D'ailleurs, dans tous les cas, c'est une constante qui ne peut apporter aucun changement à la suite du calcul en ce qui concerne l'abaissement de la fréquence et que nous pouvons négliger, d'où

$$\frac{1}{r} = Kv$$

Le courant instantané est donc $i = K v^2$

$$i = K (V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t) (V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t)$$

d'où

$$i = K [V_1^2 \sin^2 \omega_1 t + V_2^2 \sin^2 \omega_2 t + 2 V_1 V_2 \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t]$$

Les deux termes en $\sin^2$ correspondent à des pulsations $2\omega_1$ et $2\omega_2$. Seul le terme en $\sin \omega_1 t \sin \omega_2 t$ renferme un terme de fréquence plus basse.

On a, en effet :

$$\sin \omega_1 t \sin \omega_2 t = \frac{1}{2} \cos (\omega_1 - \omega_2) t - \frac{1}{2} \cos (\omega_1 + \omega_2) t$$

On a donc un courant de pulsation $(\omega_1 - \omega_2)$:

$$i_{(\omega_1 - \omega_2)} = K V_1 V_2 \cos (\omega_1 - \omega_2) t$$

correspondant à une fréquence $N_1 - N_2$.

Remarque. — Nous remarquerons que le courant de fréquence abaissée provient, non pas d'une addition des deux tensions superposées mais bien d'un *produit* de ces deux *tensions*. On peut dire que les deux tensions se modulent l'une l'autre.

Changeur de fréquence superhétérodyne considéré comme modulateur. — Au lieu de considérer le changeur de fréquence superhétérodyne comme constitué par deux tensions superposées dans un même circuit ne suivant pas la loi d'Ohm, on peut considérer en pénétrant un peu plus profondément dans le détail du phénomène que le courant de fréquence abaissée provient de la modulation de chacune des tensions superposées par la variation de résistance du détecteur produite par l'autre tension. C'est là une autre façon de considérer le *même phénomène*.

Nous allons démontrer que *le changeur de fréquence par interférence et détection dont nous avons indiqué ci-dessus les équations peut être considéré comme un modulateur*.

En effet, du fait que l'on a

$$\frac{1}{r} = kv.$$

on tire dans le cas où

$$v = V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t$$

$$\frac{1}{r} = k V_1 \sin \omega_1 t + k V_2 \sin \omega_2 t$$

Appelons

$$\frac{1}{r_1} = K V_1 \sin \omega_1 t \quad \text{et} \quad \frac{1}{r_2} = k V_2 \sin \omega_2 t$$

Chacune des deux conductances ainsi définies serait respectivement celle qu'aurait le détecteur sous l'influence de la tension

$$V_1 \sin \omega_1 t \text{ ou } V_2 \sin \omega_2 t$$

appliquée seule.

On a donc

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$$

Le courant i qui circule dans le circuit où se fait la superposition et la détection est

$$i = \frac{1}{r} v = \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) (V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t)$$

$$i = \frac{1}{r_1} (V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t) + \frac{1}{r_2} (V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t)$$

Il est facile de voir que les termes de fréquence basse proviennent seulement des produits d'un terme en sin $\omega_1 t$ par un terme en sin $\omega_2 t$, les termes en $\sin^2$ ne fournissant aucun abaissement de fréquence.

Les termes de fréquence basse proviennent donc :

1° De la modulation par la conductance $\frac{1}{r_1}$ variable à la fréquence ω_1 de la tension $V_2 \sin \omega_2 t$.

2° De la modulation par la conductance $\frac{1}{r_2}$ variable à la fréquence ω_2 de la tension $V_1 \sin \omega_1 t$.

Nous venons de démontrer que :

1° La superposition, dans un circuit ne suivant pas la loi d'Ohm, des tensions provenant du poste à transformer et de l'hétérodyne est la condition *nécessaire* et *suffisante* du changement de fréquence.

2° Le changement de fréquence qui a lieu lorsqu'on superpose les tensions provenant du poste à transformer et l'hétérodyne dans un circuit détecteur ne suivant pas la loi d'Ohm (un circuit grille filament ou plaque-filament de tube thermionique) est toujours un procédé de changement de fréquence par modulation.

3° Dire qu'un changement de fréquence a lieu par modulation c'est dire, par là même, que la résistance du circuit sur laquelle débite la tension à moduler est variable périodiquement avec une périodicité différente de celle de la tension à moduler, par conséquent qu'elle ne suit pas la loi d'Ohm et par conséquent par définition que c'est un détecteur.

En résumé, le changement de fréquence dans le superhétérodyne est une méthode de modulation et il n'y a aucune différence de principe entre la superposition dans le circuit grille ou dans le circuit plaque : il y a identité absolue de fonctionnement entre la méthode superhétérodyne à hétérodynation dans le circuit grille et la méthode dite à modulation plaque qui est uniquement une méthode de superposition et détection dans le circuit plaque.

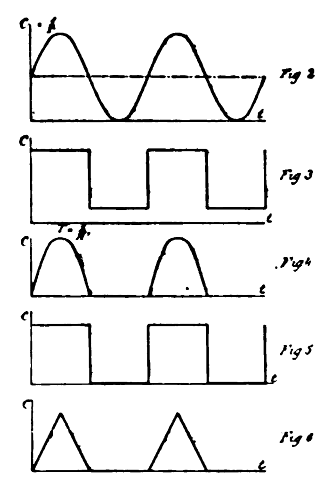
Il résulte également de ce qui précède que la méthode de conversion dite à modulation n'étant qu'une méthode hétérodyne à interférence et détection dépend au premier chef des qualités du redresseur employé.

Etude de la modulation d'une tension alternative par une résistance variable. — *Théorème. — Pour changer la fréquence d'un courant alternatif de fréquence* N, *il suffit d'appliquer la tension alter-*

native de fréquence N *sur une résistance r variable à la fréquence* N′; *on obtient ainsi un courant à la fréquence* $N'' = (N - N')$.

On peut dire que la résistance variable à fréquence N′ « module » la fréquence N et que l'ensemble du dispositif fonctionne en « changeur de fréquence » N en N″.

On peut choisir une loi quelconque de variation en fonction du temps, de la résistance variable et les courbes (2) (3) (4) (5) (6) donnent en fonction du temps différentes lois de variations possibles de la conductance $C = \frac{1}{r}$.



Toutes ces courbes indiquent que la conductance $\frac{1}{r}$ du changeur de fréquence reprend périodiquement la même valeur avec la fréquence N′.

La conductance $\frac{1}{r}$ peut être décomposée en série de Fourier et l'on a en négligeant les harmoniques $C = \frac{1}{r} = A + B \sin \omega' t$, avec $\omega' = 2\pi N'$.

Le courant débité sur la résistance r par la tension $V = V_o \sin \omega t$ avec $\omega = 2\pi N$ est :

$$i = V \times \frac{1}{r} = A V_o \sin \omega t + B V_o \sin \omega t \sin \omega' t.$$

Or on sait que $\sin \omega t \sin \omega' t = \frac{1}{2} \cos (\omega - \omega') t - \frac{1}{2} \cos (\omega + \omega') t$.

Le courant I est donc la somme d'un courant à la fréquence N d'un courant à la fréquence $(N - N')$ et d'un courant à la fréquence $(N + N')$.

L. Lévy.



A PROPOS DE LA THÉORIE DE LA PROPAGATION DES ONDES ÉLECTRIQUES ET DES RÉCENTES MESURES U. R. S. I.

par M. A. TURPAIN
Professeur à la Faculté des sciences de Poitiers.

SOMMAIRE. — Souvent la théorie suit de très loin les découvertes de l'expérience. L'auteur place, en regard de la découverte de Neptune, invoquée comme triomphe de la théorie, l'électricité de contact, d'où sort la science électrique pratique, et encore, en radiotechnie, les détecteurs de plus en plus sensibles: la triode en particulier, deux séries de découvertes qui sont d'ordre purement expérimental.

En face de cette thèse, M. Mesny place la théorie maxwellienne de la lumière, si féconde, et met les esprits non avertis en garde du danger qu'il y a à ne se fier qu'à la seule expérience.

L'auteur, en reconnaissant la certaine utilité de la théorie, sa nécessité même, craint que les théories trop multipliées cachent l'aspect véritable des choses. Il préconise l'enseignement, actuellement trop négligé, à son sens, de la méthode expérimentale, impérieuse condition pour aboutir dans la recherche.

Très souvent la théorie suit, et de très loin, les découvertes de l'expérience.

Si quelquefois, assez rarement d'ailleurs, le calcul découvre avec beaucoup de précision, il est vrai, des faits admirables (planète Neptune: réfractions coniques intérieure et extérieure), faits que certains théoriciens invoquent pour trouver dans l'unique calcul l'instrument fécond des conquêtes expérimentales, l'histoire de la physique montre que les vastes champs d'étude sont toujours le fait de la simple investigation expérimentale, toujours géniale d'ailleurs, investigation tout à fait débarrassée d'idées préconçues.

Parmi de très nombreux exemples nous rappellerons celui de l'électricité de contact qui aboutit à la pile de Volta et féconda à un si haut point la science de l'électricité, jusqu'alors confinée dans le laboratoire, tellement rigoureuses demeuraient les conditions d'isolement nécessaires à la production des seuls phénomènes électriques connus avant la pile.

Avec l'électricité de contact, qui permit l'entretien de courants constants, lesquels amenèrent la découverte de l'induction, puis celle des ondes hertziennes, la science électrique prend une telle ampleur que, sans exagération aucune, on peut aujourd'hui définir l'industrie tout entière: les applications pratiques du courant électrique.

Un autre exemple de l'extrême fécondité de la seule observation

est donnée par la découverte du radium. Quel merveilleux champ d'études, déjà si vaste et cependant encore à peine défriché, que celui de la radioactivité !

La théorie des ondes électriques offre un exemple du peu de fécondité des hypothèses de certaines théories physiques.

A peine explique-t-elle, malaisément d'ailleurs, la propagation.

Elle ne peut rendre compte des longues portées que nos postes radioélectriques actuels atteignent. Ce sont des milliers et même des millions de fois les longueurs calculées que, comme portée, l'expérience réalise.

On s'est ingénié sans succès, à transporter l'ancien calcul de Neumann relatif au coefficient d'induction mutuelle, au cas de deux antennes, l'une émettrice, l'autre réceptrice.

La formule de Watson n'est pas plus heureuse.

Quant à la formule empirique d'Austin, non seulement son caractère lui enlève tout intérêt théorique, mais elle donne elle-même de très grossiers résultats. Certains veulent voir dans les dernières mesures U. R. S. I., publiées au cours de ces dernières années, une satisfaisante vérification de la formule arbitrairement indiquée par le physicien anglais.

Or, pour faire cadrer les nombres trouvés expérimentalement avec la formule empirique d'Austin, il faut doubler les valeurs des champs calculés. On se console en remarquant que les champs expérimentalement réalisés varient, eux, du simple au décuple au cours d'une journée.

Et voilà qu'un calcul, approché à 50 °/₀ près, destiné à représenter une série d'expériences où les données varient de 1 à 10, est considéré comme une vérification satisfaisante ?

Quelle preuve plus certaine pourrait-on trouver que les théories actuelles de la radio-électricité n'ont absolument aucune valeur de représentation expérimentale ? Et quelle autorité prennent les mesures U. R. S. I. pour aiguiller le choix entre la formule théorique dite de Hertz-Blondel et la formule empirique d'Austin, alors qu'on se trouve en réalité en présence de résultats numériques qui varient, d'une part, du simple au double, de l'autre, du simple au décuple.

Ne vaut-il pas mieux avouer que la théorie est jusqu'à ce jour un flambeau bien pâle et par trop fuligineux pour nous guider utilement dans le domaine de la radio-électricité ?

Quels résultats importants, quels perfectionnements vraiment féconds la théorie nous a-t-elle indiqués, en ces questions ? J'avoue n'en apercevoir absolument aucun.

La recherche expérimentale, sagace, ingénieuse, guidée, comme il

convient, par les principes généraux qui sont à la base de la critique expérimentale, apparaît, en l'espèce, un outil d'un tout autre rendement.

Je n'en citerai comme preuve, en ce domaine même, que la série des détecteurs d'ondes électriques, si divers : le résonateur de Hertz (1888); le résonateur à coupure armé du téléphone que j'indiquais dès 1894; le cohéreur de Calzecchi Onesti avec lequel Lodge accrut le premier la portée des ondes, le détecteur magnétique de Marconi; le détecteur électrolytique du général Ferrié; le carborundum du général Dunwoody, puis la galène; la valve de Lee de Forest (1907).

Qui oserait sérieusement trouver une origine théorique à la découverte de l'un quelconque de ces détecteurs d'ondes de plus en plus sensibles?

Chacun de ces dispositifs, de source purement expérimentale, marque un progrès nouveau sur le précédent quant à la portée pratique des ondes électriques, lesquelles, aujourd'hui, grâce à la seule et féconde expérience, portent si aisément la pensée et la parole d'une rive à l'autre des océans. A. TURPAIN.

M. Mesny nous a adressé sur ce sujet la note suivante :

Il est bien vrai que la Radioélectricité doit à l'expérience la plupart de ses succès marquants. Mais je suis persuadé que M. Turpain ne refuse pas systématiquement à la théorie tout concours utile et qu'il ne songe pas à la proscrire des préoccupations du chercheur. Je crains cependant que sa note produise une semblable impression sur un esprit non averti ; aussi, je me permets d'y ajouter quelques lignes.

Oublierait-on que Maxwell écrivit en 1864, vingt-trois ans avant les premières expériences de Hertz, ses fameuses équations qui contiennent presque tout ce que nous savons aujourd'hui sur les fondements de la radioélectricité? Oublierait-on que ces équations sont la traduction immédiate de pures conceptions théoriques et que ce sont elles qui ont guidé les chercheurs, qui ont suscité les travaux de Hertz et ses succès?

Serait-ce tout, que c'en serait assez pour citer cet exemple aux jeunes imaginations, pour les inciter à poursuivre le développement logique de leurs intuitions et à les pousser jusqu'aux extrêmes limites par le moyen de cet outil merveilleux qu'est la mathématique.

Mais comment refuser, dans les progrès pratiques de la T. S. F., une part importante aux travaux de Henri Poincaré sur la résonance multiple, de Max Abraham sur le rayonnement, de Bjerknes et de Wien sur les circuits couplés.



Les recherches théoriques de Poincaré, de Macdonald, de Watson sur la diffraction des ondes autour de la terre n'ont-elles pas au moins établi sur une base solide la nécessité de chercher dans l'atmosphère les causes des grandes portées radiotélégraphiques ? Qui pourrait affirmer que les recherches dans ce sens n'auront pas un jour les conséquences les plus heureuses dans les progrès de la météorologie et des radiocommunications elles-mêmes.

C'est un fait bien acquis dans la science, que si la théorie et l'expérience se complètent l'une l'autre, elles ne vont pas toujours de front ; c'est tantôt l'une, tantôt l'autre qui a le pas, mais aucune ne saurait se passer de sa compagne. Une théorie sans expérience s'égare, mais l'expérience piétine sans théorie.

Et aujourd'hui même, ne voyons-nous l'expérience piétiner en ce qui concerne la propagation des ondes courtes. Les essais se multiplient, s'engagent dans toutes les directions — et Dieu sait si elles sont nombreuses — et n'aboutissent souvent qu'à des contradictions. L'expérience attend un sauveur et ce sauveur sera une théorie, même imparfaite, même basée sur des hypothèses qui pourront paraître un jour ridicules. Au moins on aura une ligne de conduite pour la coordination des efforts.

S'il est vrai que l'homme est un animal raisonnable, c'est bien sa raison qùi le guide actuellement en lui suggérant toutes ces études nouvelles de pure spéculation grâce auxquelles il espère trouver le pourquoi de la propagation.

Et quand le chemin sera ouvert, que la théorie sera faite, que l'expérience l'aura consacré, les progrès de la pratique en sortiront sans effort.

Ce ne sera pas tout. Une nouvelle harmonie sera découverte dans la nature et s'offrira à notre contemplation. Aucun d'entre nous ne s'en plaindra, beaucoup y trouveront une belle récompense de leurs efforts.

Demandons beaucoup à l'expérience, mais ne négligeons pas les théories ; c'est un facteur du progrès sous toutes ses formes et un des meilleurs moyens d'élever notre esprit sans lequel rien ne saurait compter.

M. Turpain, à qui nous avons communiqué ces observations, nous fait les remarques suivantes :

Sans vouloir prétendre que les théories et les schèmes mathématiques soient inutiles (et je cite d'ailleurs au début même des remarques ci-dessus les exemples de la découverte de Neptune et de celle des

réfractions coniques), il ne faut pas exagérer leurs rôles. Trop souvent l'éducation théorique étouffe l'audace expérimentale. Le plus grand découvreur (Tyndall a écrit le concernant un ouvrage que tout physicien devrait avoir lu : « *Faraday as a discoverer* »), ne fût pas un théoricien. Les « *Experimental researches* » de Faraday foisonnent de découvertes. Ce qui manque aux chercheurs c'est bien plutôt la méthode que la théorie : trop souvent la théorie empêche d'oser la recherche.

En ce qui concerne l'œuvre de Maxwell, en 1864, vingt-trois ans avant les expériences de Hertz, M. Mesny pense qu'elle a guidé les chercheurs. A la vérité elle restait peu connue avant que les expériences de Hertz l'ait vivifiée. Mais admettons. Le raisonnement se retourne aussitôt : Maxwell fut, en effet, l'élève de Faraday. Or Faraday, sans être inspiré par aucun calcul préalable, soupçonna la parenté de la lumière et de l'électricité. Il découvrit, guidé par le seul sens expérimental, la polarisation rotatoire magnétique. C'est ce *fait expérimental* qui retint la pensée de l'élève de Faraday sur la curieuse coïncidence entre le nombre V (rapport des unités électriques) et la vitesse de la lumière : d'où la théorie électromagnétique de la lumière. Si donc Maxwell a inspiré Hertz, Faraday, pur expérimentateur, a inspiré Maxwell.

Exemples encore, d'autres domaines : La synthèse du monde, à partir de la loi de Newton, est splendide et admirable. Elle a cependant pour origine la chute de la pomme *observée* par un puissant cerveau. D'autre part : sur l'autorité de Newton (que d'étouffements le « magister dixit » a produit !), qui déclare l'achromatisme impossible, il faut alors *près d'un siècle* (1669-1757) pour que l'opticien Dollond ose l'expérience des prismes de verres d'indices différents. Et cependant la nature, sans théorie, avait, dans l'œil, réalisé l'achromatisme.

De la méthode ! De la méthode ! la méthode expérimentale a ses règles et ses lois que malheureusement on n'enseigne pas. De la méthode et pas trop de théories. Que de livres et de cours théoriques ! ! souvent combien peu méthodiques. On compterait sur les doigts d'une seule main les ouvrages de pure méthode expérimentale.

A. TURPAIN.

Diagramme des champs électriques mesurés à Meudon pendant le troisième trimestre 1925.

Les diagrammes ci-après donnent les champs électriques, en microvolts par mètre, de Bordeaux (LY), Nantes (UA), Rocky Point (WQL), Rome (IDO) et Leafield (GBL). Ces éléments ont été mesurés à Meudon par la méthode indiquée au n° 1 de *l'Onde Electrique* (janvier 1922).

Les résultats des mesures précédentes sont contenus dans les numéros 10, 17, 22, 25, 31, 35, 37, 44 et 48.



Fig. 1. — Lafayette (LY) $\Lambda = 18.900^m$ $I_m = 480_A$,

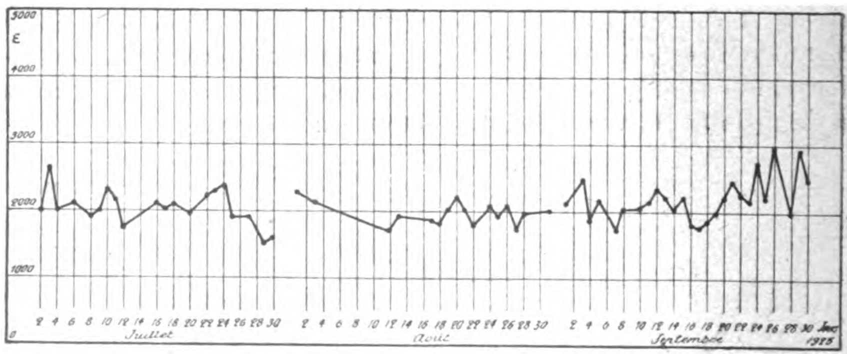


Fig. 2. — Nantes (UA) $\Lambda = 9\,000^m$ $I_m = 280_A$.

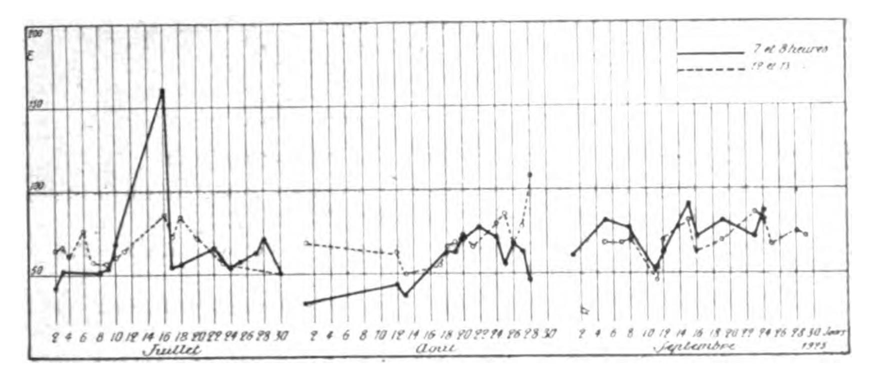


Fig. 3. — Rocky Point (WQL) $\Lambda = 17.610^m$ $I_m = 680_A$.

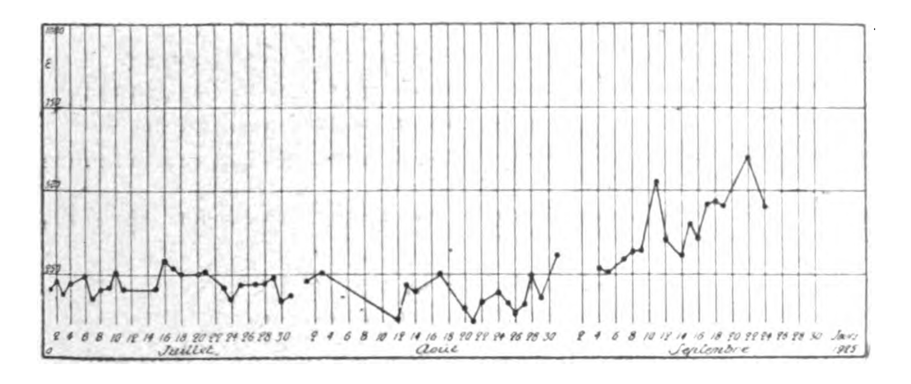


Fig. 4. — Rome (IDO) $\Lambda = 10.850^m$ $I_m = 100_A$.

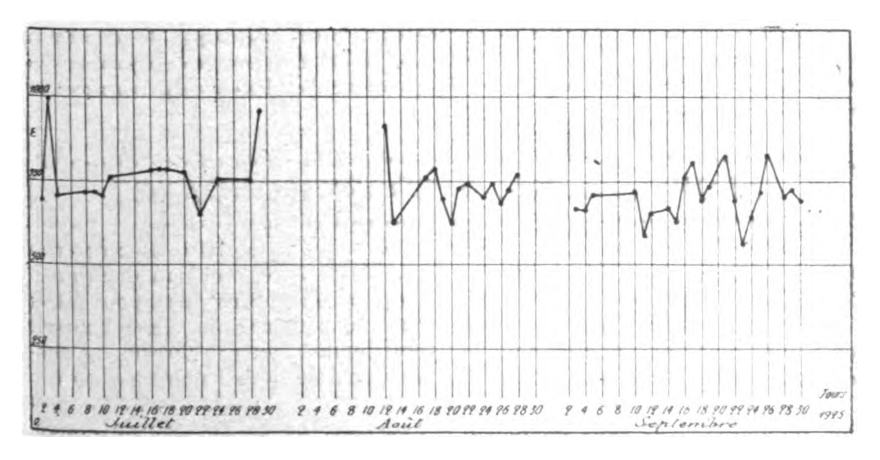


Fig. 5. — Leafield (GBL) $\Lambda = 13\,350^m$ $I_m = 210_A$.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Liste des nouveaux sociétaires

MM. de Luca (Saturnino), à Nola (Province de Caserta), Italie.

Le Guillou (François), lieutenant de vaisseau, commandant la station de T. S. F. de Basse Lande (Loire-Inférieure).

Padovani (Antoine), radio-électricien (chef de poste), station T. S. F. de Gignac (Bouches-du-Rhône).

Metron (Jacques), ingénieur-électricien, 1 *bis*, rue de Bérulle, Saint-Mandé (Seine).

de Trentinian (Edgar), ingénieur E. S. E. (radio), 68, avenue Henri-Martin, Paris-16e.

Hocart (Raymond), ingénieur E. P. C., licencié es sciences, 61, rue Balagny, Paris-17e.

Tattegrain (Pierre), agent technique à la S. F. R., 19, rue Gide, Levallois (Seine).

Romero Balmas (J.), paseo del Principe, 10, Almeria (Espagne).

Julia (Roger), ingénieur des Télégraphes, 81, rue Falguière, Paris-15e.

Lo Bue (Jean), ingénieur, via Cavour, 123, Palerme (31) (Sicile).

Copin (Henry), sergent du 45e bataillon du Génie, détaché au Service radiotélégraphique de Tunisie, à Tunis.

Lattin (Jay), captain, Signal Corps, Signal School, Fort Monmouth, Oceanport N. J., (Etats-Unis).

PROCHAINE RÉUNION

MERCREDI 21 AVRIL, A 20 H. 45

Salle de la Société d'Encouragement à l'Industrie Nationale,

44, RUE DE RENNES, 44

Communication.

3e Conférence de documentation par M. Chireix.

Les ondes courtes.

L'auteur se limitera aux problèmes techniques soulevés par la transmission de ces ondes au moyen d'émetteurs de forte puissance ; il exposera les difficultés rencontrées et les moyens employés par lui, notamment pour réaliser la stabilité de la fréquence émise. Il terminera par un exposé des antennes spéciales pour ondes courtes.

INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Fondation Lakhowsky. — La fondation Georges Lakhowsky du *Radio-Club de France* a pour but d'aider tout Français dans la réalisation d'une invention intéressante et brevetée dans le domaine de la T. S. F.

La Commission de cette fondation, présidée par M. le général Ferrié, a eu cette semaine le plaisir d'accorder sa première subvention à un jeune inventeur, M. Henri Busignies, pour l'aider dans la construction d'une boussole hertzienne à lecture directe. La subvention accordée se monte à 1.500 fr.

Pour tous renseignements on peut s'adresser au Radio-Club de France, 95, rue de Monceau, Paris (8e).



POUVOIR INDUCTEUR DES GAZ ET DE L'AIR HUMIDE

Par MM. DELCELIER, GUINCHANT et HIRSCH

SOMMAIRE. — La vitesse de propagation des ondes radiotélégraphiques dans les gaz doit se déduire exactement des pouvoirs inducteurs spécifiques K. Les mesures actuelles de ces grandeurs sont peu concordantes. Nous avons déterminé pour différents gaz, et en particulier pour l'air humide, le rapport de l'excès diélectrique $K - 1$ à celui de l'air sec $K_0 - 1$. Trois méthodes donnent des résultats concordants : méthode de zéro pour $\lambda = 2000$ mètres, méthode de Dowling simplifiée pour $\lambda = 20$ mètres, méthode de quasi-résonance pour $\lambda = 3,5$ mètres. Cette dernière méthode utilise la courbe de résonance au voisinage du point d'inflexion et non au voisinage du maximum. Les mesures ont été appliquées en particulier à trois gaz non étudiés jusqu'ici : l'*acétylène*, le *chlorure de méthyle* et l'*air humide* ; pour ces gaz l'indice hertzien est plus grand que l'indice lumineux. Vers 15° l'air saturé d'humidité a un excès diélectrique égal à environ 1,3 fois celui de l'air sec ; par suite, la vapeur d'eau doit diminuer notablement la vitesse de propagation des ondes radiotélégraphiques dans l'atmosphère.

I. — RELATION DE MAXWELL

Les théories actuelles sur la propagation des ondes radiotélégraphiques considèrent l'air atmosphérique comme un milieu matériellement homogène ayant les propriétés du vide ; les ions seuls y produiraient une hétérogénéité physique. Pour établir une théorie plus exacte, il faut connaître la vitesse de propagation des ondes dans les gaz de l'atmosphère.

L'un de nous a montré (C. R. de l'Académie des Sciences, Paris, 1924, t. 179, p. 327) que les modifications de composition, de pression ou de température peuvent à priori produire des changements de vitesse et, par suite, des changements de direction comme pour les ondes lumineuses ; une faible déviation produira même pour les ondes radiotélégraphiques un effet plus important en raison de leur parcours beaucoup plus long à travers l'atmosphère.

Une mesure directe de la vitesse de propagation a été commencée en 1911 par MM. Claude, Driencourt et Ferrié ; les mesures définitives furent effectuées en 1914 par MM. Abraham, Beauvais, Dufour et Ferrié entre Washington et Paris, distants d'environ 6.300 kilomètres. Sur ce parcours presque tout entier au-dessus de la mer, dans une atmosphère saturée de vapeur d'eau, les ondes ont traversé des couches gazeuses très différentes par leur température et leur pression. La vitesse de propagation trouvée (296.000 kilomètres par

seconde) ne représente qu'une valeur moyenne; à la surface de la terre, conducteur complexe et médiocre, le rôle de la vapeur d'eau peut être considérable.

On n'aperçoit aujourd'hui aucune méthode directe pour déterminer la vitesse de propagation des ondes hertziennes à travers un gaz sous un volume restreint et dans des conditions bien déterminées. La théorie de Maxwell fournit par contre une méthode indirecte très commode; cette théorie établit que la vitesse de propagation dans un milieu homogène isolant doit être égale à $V = \frac{A}{\sqrt{\mu K}}$, A étant le rapport des unités de quantité d'électricité dans le système électromagnétique et dans le système électrostatique, μ la perméabilité magnétique du milieu et K son pouvoir inducteur spécifique. Les quantités μ et K sont des *nombres* indépendants du système d'unités, car ils désignent le rapport de deux grandeurs de même espèce : μ est le rapport d'une induction à un champ, K est le rapport de deux forces, ou de deux potentiels, ou de deux capacités dans le milieu et dans le vide, suivant la définition de Faraday et de Maxwell (1). Remarquons que K sera indépendant du vecteur électrique et du temps, mais il dépendra de la direction considérée dans un corps anisotrope et, en général, il pourra dépendre de toutes les grandeurs qui influent sur les propriétés électriques de la matière : nature du milieu, pression, température, période des vibrations...

Pour le vide, les définitions de μ et de K donnent

$$\mu_0 = K_0 = 1$$

d'où pour la vitesse de propagation

$$V_0 = A$$

Les mesures très concordantes faites de 1907 à 1920 donnent

$$A = 2{,}9979 \cdot 10^{10} \text{ centimètres par seconde}$$

---

(1) On a souvent changé cette définition classique : les expériences de Coulomb conduisent à introduire dans les phénomènes électriques deux grandeurs q et q' proportionnelles à la force F, d'où $F = \frac{1}{A}\frac{qq'}{r^2}$. Dans cette relation, A sera un coefficient théorique dépendant des unités. Si l'on compare les forces F dans un milieu et F' dans le vide, on a $\frac{F}{F'} = \frac{A'}{A} = \frac{1}{K}$ où K est indépendant des unités. De même A devient un nombre B dans un système donné d'unités; par exemple dans le système électrostatique $B = K$. On emploie indifféremment plusieurs termes pour désigner les quantités A, B, K : pouvoir inducteur spécifique, pouvoir coefficient ou constante diélectrique, capacité inductive, permittivité etc. Faraday et Maxwel *définissent* le pouvoir inducteur spécifique K comme le rapport des capacités pour la substance et pour le vide. (*Traité d'Electricité*, trad. franç., t. I, p. 58.)

Pour les gaz, μ ne diffère de l'unité que de quelques dix-millioniémes (air $\mu = 1,00000036$); la précision actuelle des mesures de vitesse ne permet pas de prendre ce facteur en considération. Mais le pouvoir inducteur des gaz diffère de l'unité de plusieurs dix-milliémes (air $K = 1,0006$; gaz carbonique $K = 1,001$); il serait illusoire de faire des mesures au millième près sans tenir compte de ce facteur. La vitesse de propagation V dans l'air sera ainsi liée à la vitesse de propagation V_0 dans le vide par la relation

$$V = \frac{A}{\sqrt{K}} = \frac{V_0}{\sqrt{K}}$$

Or $\frac{V_0}{V}$ est l indice absolu du gaz, d'où

$$n = \sqrt{K}$$

La mesure du pouvoir inducteur K permettra de calculer l'indice n et par suite la vitesse de propagation V de l'onde électromagnétique.

Il est bien évident que les valeurs de V, K et n qui entrent dans une même équation de Maxwell doivent se rapporter non seulement au même corps matériel, mais à la même cause d'action électromagnétique; deux ondes de périodes différentes agissent en général sur la matière de façons différentes et se comportent comme deux individualités distinctes.

Quand Maxwell a établi la relation précédente, il ne disposait d'aucune donnée expérimentale pour la contrôler. Les pouvoirs inducteurs étaient déterminés par des variations de charges très lentes de condensateurs et l'indice n'était connu que pour les ondes lumineuses correspondant à des fréquences de quelques centaines de trillions. Maxwell eut la fâcheuse idée de chercher tout de même une vérification; il compara la valeur expérimentale de K à la valeur limite que fourniraient, pour une fréquence nulle (longueur d'onde infinie), les mesures de l'indice dans le spectre visible. Il dit en 1873 [1] : « Mais l'indice de réfraction a des valeurs différentes pour les différentes sortes de lumière et il est d'autant plus grand que la lumière a des vibrations plus rapides. Nous devons donc choisir l'indice de réfraction qui correspond aux ondes dont la période est la plus longue, ces

[1] Maxwell. Traduction Seligmann Lui, t. II, p. 491. Cette traduction a été publiée en 1887 sur la seconde édition anglaise de 1881 ; mais on sait que Maxwell mourut en 1879 après avoir écrit seulement les huit premiers chapitres de cette seconde édition ; le reste de l'ouvrage fut simplement reproduit d'après la première édition de 1873. Ainsi s'explique que les mesures de Boltzmann (1875), susceptibles de fournir une excellente vérification de la loi de Maxwell, soient citées dans le tome I à propos des pouvoirs inducteurs et ne le soient pas dans le tome II à propos de la théorie électromagnétique.

ondes étant les seules dont le mouvement puisse se comparer aux opérations lentes à l'aide desquelles nous déterminons la capacité d'un diélectrique. » Même avec cette entorse à la relation qu'il avait démontrée, Maxwell ne trouve aucun corps pour lequel il connaisse à la fois la loi de variation de l'indice et le pouvoir inducteur; il en est réduit à prendre un corps à des températures différentes et sous deux états physiques différents : il compare le pouvoir inducteur de la paraffine *solide* à l'indice optique limite de la paraffine *liquide*. Par un heureux hasard le désaccord n'est pas trop grand.

Des vérifications du genre de celles de Maxwell ne peuvent rien prouver pour ou contre la relation électromagnétique $n = \sqrt{K}$. Extrapoler pour une longueur d'onde infinie des mesures faites dans le spectre visible pour des longueurs d'onde de 40 à 80 microcentimètres est une opération illusoire, en dehors même de toute raison théorique particulière; il pourra y avoir un accord remarquable, comme le trouvait Boltzmann en 1875, pour l'air, pour le soufre ; ou au contraire un désaccord absolu, comme le trouvait Hopkinson, pour des verres et des huiles. Nous savons aujourd'hui que les formules de dispersion, suffisantes dans le spectre visible, ne s'appliquent même plus dans l'infra-rouge pour des longueurs d'onde dix fois plus grandes. Prenons le quartz par exemple.

1° Les mesures d'indice ordinaire dans le spectre visible sont bien représentées par la formule

$$n = 1.53238 + 0,004058 \frac{1}{\lambda^2}$$

elle donnerait pour λ infini $n = 1,53$.

2° Mouton, en 1879, étudia les indices dans l'infra-rouge jusqu'à $\lambda = 200$ microcentimètres environ : ses mesures sont bien représentées par une formule de la forme

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + c\lambda^2$$

si petit que soit c, elle donne n infini pour λ infini.

3° En allant plus loin encore dans le spectre infra-rouge, jusqu'à 6100 microcentimètres, Rubens est conduit à la formule

$$n^2 = 4,5788 + \Sigma \frac{A}{\lambda^2 - \lambda^2_k}$$

elle donne $n = 2,14$ pour λ infini.

Cette formule comporte, d'ailleurs, comme l'exigent les théories modernes, une discontinuité pour certaines longueurs d'onde λ_k qui caractérisent les régions d'absorption. Il est évident que toute extra-

polation sera illusoire en dehors des discontinuités, mais aucun critérium ne permet d'affirmer que les mesures sont étendues au delà de la dernière discontinuité.

Des exemples de ce genre peuvent être aujourd'hui multipliés à profusion. Ils montrent que la méthode d'extrapolation ne peut apporter aucune vérification de la loi de Maxwell; elle peut servir tout au plus à rechercher l'existence de discontinuités entre le domaine des longueurs d'onde où l'on mesure l'indice et celui où l'on mesure le pouvoir inducteur. Malheureusement, on énonce souvent comme loi ce que Maxwell se résignait à accepter comme vérification, faute de mieux. Tandis que la théorie indique simplement que K et n^2 doivent être les mêmes nombres quand ils sont mesurés dans les mêmes conditions, on impose à K, la condition étrangère à la théorie, d'être indépendant de la longueur d'onde. On énonce alors comme loi de Maxwell que le pouvoir inducteur doit être égal à la limite vers laquelle tend le carré de l'indice pour une longueur d'onde infinie. Cet énoncé supprime à priori toute vérification, car on ne peut jamais être sûr que la relation trouvée entre l'indice et la longueur d'onde soit valable jusqu'à λ infini.

Il est très possible que, dans la majorité des cas, le pouvoir inducteur et l'indice ne varient plus sensiblement quand la longueur d'onde dépasse une certaine valeur. Le cas des ondes sonores, pour lesquelles la vitesse de propagation est pratiquement indépendante de la hauteur, porte à supposer que la période n'influe pas beaucoup sur la propagation quand la longueur d'onde est très grande par rapport aux intervalles moléculaires : c'est l'une des hypothèses de Briot. Toutefois les relations entre l'éther et la matière sont encore trop mal connues pour qu'on puisse fixer une limite au delà de laquelle K et n resteraient constants. Il existe toute une classe de corps — les alcools — pour lesquels le pouvoir inducteur varie considérablement dans le seul domaine des ondes hertziennes; ainsi, pour l'alcool éthylique, K croît de 5,3 pour $\lambda = 6$ millimètres à 26 pour $\lambda = 10$ mètres.

Les découvertes de Hertz, en 1887, fournirent le moyen de mesurer la vitesse de propagation (fils de Lecher) ou l'indice (prisme, pouvoir réflecteur) pour des radiations électriques de longueurs d'ondes très grandes par rapport à celles des ondes optiques. Les oscillations hertziennes se prêtaient facilement d'autre part à la comparaison des capacités et par suite à la mesure des pouvoirs inducteurs K. Il n'existe cependant à notre connaissance qu'un très petit nombre de travaux isolés où les valeurs de n^2 et les valeurs de K aient été mesurées sur le même échantillon avec la même longueur d'onde.

A défaut de ces données, il faudra, pour vérifier la loi de Maxwell, comparer les valeurs obtenues avec les longueurs d'onde les plus voisines, c'est-à-dire les plus grandes pour n et les plus petites pour K. Les nombreuses mesures faites par Rubens et ses collaborateurs dans l'extrême infra-rouge jusqu'à $\lambda = 0{,}3$ millimètre, fournissent des indices que l'on pourra tenter de comparer aux pouvoirs inducteurs relatifs à des longueurs d'onde de quelques centimètres. Si l'on a soin de se placer ainsi dans les conditions mêmes qu'exige la théorie, ou de s'en rapprocher le plus possible, on ne trouve aucun cas, à notre connaissance, où il y ait entre K et n^2 des écarts plus grands qu'entre les valeurs trouvées par différents expérimentateurs pour l'une de ces grandeurs. Voici quelques exemples choisis parmi les corps pour lesquels l'indice hertzien ([1]) diffère le plus de l'indice lumineux. Il est regrettable qu'il existe très peu de mesures d'indice hertzien pour les corps dont le pouvoir inducteur a une valeur élevée.

	Quartz	Verres légers	Verres lourds	Sel gemme	Alcool	Eau
K.	4,3 à 5,0	5,37	8,34	5,6 à 6,3	20 à 28	76 à 88
n^2	R. 4,7	R. 5,43	H. 8,30	R. 6,1	H. 26,7 à 27,5	H. 78 à 88

L'expérience ne permet donc en aucune façon de considérer la loi de Maxwell $K = n^2$ comme une loi seulement approchée ou soumise à quelque restriction de validité ; sa vérification se fait sans aucune exception au degré d'approximation que comportent les mesures actuelles, si les deux grandeurs K et n sont mesurées dans les mêmes conditions.

Pour les solides et les liquides, les mesures de pouvoir inducteur ne peuvent pas toujours être mises à l'abri des perturbations produites par des phénomènes accessoires : conductibilité, hystérésis, diélectrique, pénétration des charges électriques, etc. Dans les gaz ces phénomènes n'existent pas, autant du moins que la tension électrique n'atteint pas une valeur suffisante pour produire une ionisation; les mesures de pouvoir inducteur avec les ondes hertziennes peuvent atteindre une grande précision; elles fournissent le moyen de déterminer l'indice et par suite la vitesse de propagation des mêmes radiations en appliquant la loi de Maxwell.

([1]) Nous désignerons par H les valeurs de n^2 mesurées directement dans le spectre hertzien, par R celles déduites des mesures dans l'extrême infra-rouge.

II. — POUVOIR INDUCTEUR DES GAZ

La vitesse de propagation ou l'indice des ondes hertziennes dans les gaz ne pourrait se déterminer directement que par la méthode des fils de Lecher; les mesures ne semblent guère possibles pour des gaz autres que l'air en raison de l'espace qu'elles nécessitent avec les longueurs d'onde actuellement utilisables. Des mesures récentes de M. Mercier dans l'air atmosphérique ont donné :

$$V = 2{,}997 . 10^{10} \text{ centimètres par seconde.}$$

Nous en déduisons pour l'indice :

$$n = \frac{V_0}{V} = \frac{2{,}9979}{2{,}997} = 1{,}00030$$

d'où le pouvoir inducteur :

$$K = n^2 = 1{,}00060.$$

On peut considérer ce nombre comme parfaitement concordant avec les mesures directes de cette grandeur, surtout si l'on observe que les conditions atmosphériques, et en particulier l'état hygrométrique, peuvent produire des variations sensibles.

Rappelons simplement les différentes méthodes qui ont été employées pour déterminer le pouvoir inducteur des gaz et des vapeurs :

1° Méthodes électrostatiques par comparaison des charges que prend un condensateur :

Boltzman 1874, Ayrton et Perry 1877, Klemencic 1885, Lebedev 1891 (vapeurs), Occhialini 1913-1914 (gaz comprimés);

2° Méthodes dérivées du pont de Wheatstone, avec oscillations amorties ou entretenues :

Bædeker 1901 (vapeurs à haute température), Tangl 1907 (gaz comprimés), Rohmann 1910-1911, Pohrt 1913, Mario Jona 1919 (gaz à haute température);

3° Méthode des battements avec oscillations entretenues :

Whidington 1918-1919, Pungs et Preuner 1919, Gill 1921, Bedeau 1922, Fritts 1924, Handford 1924, Wagstraff 1924;

4° Méthode du courant plaque dans une lampe triode :

Dowling 1922-1923, Carman 1922, Ross Gunn 1924.

Les résultats présentent des désaccords bien supérieurs aux erreurs expérimentales *prévues*. Le tableau ci-dessous réunit les

valeurs de $(K-1)\,10^6$ trouvées par différents expérimentateurs pour l'air vers 15 degrés et à la pression atmosphérique.

Boltzmann (1874)	590	Gill (1921)	654
Klemencic (1885)	586	Bedeau (1922)	586
Tangl (1908)	576	Carman (1922)	601
Rohmann (1911)	580	Fritts (1924)	540
Pohrt (1913)	586	Wagstraff (1924)	651
Occhialini (1913)	585		

La moyenne de ces nombres est 594, mais elle n'a aucun intérêt si l'on remarque que les valeurs extrêmes diffèrent entre elles de 19 pour 100.

Les mesures sont effectuées en comparant les capacités C et $C' = KC$ que prend un même condensateur dans le vide et dans l'air; la variation de capacité $C' - C = (K-1)\,C$ est généralement la grandeur que l'on mesure en la compensant par une petite capacité étalonnée Υ, d'où :

$$K - 1 = \frac{\Upsilon}{C}$$

$K-1$ étant de l'ordre de quelques dix-millièmes, Υ est beaucoup plus petit que C; par exemple, avec une capacité C de 3 millièmes de microfarad, Υ sera de l'ordre de 2 micromicrofarads; une aussi petite capacité peut difficilement être *mesurée* avec une erreur inférieure à 1 pour 100. La capacité C elle-même n'est connue qu'avec une approximation restreinte; on peut bien montrer que les variations de pression ou de température produisent des modifications inférieures au dix-millième, mais la valeur absolue de cette capacité est connue avec une approximation bien moindre. Il n'existe jusqu'ici aucun étalon international de capacité et il est très vraisemblable que les étalons de comparaison employés par les différents expérimentateurs présentent entre eux des écarts supérieurs au millième.

Une cause d'erreur beaucoup plus importante est l'imparfaite dessiccation du gaz. Les mesures faites au-dessus de 100 degrés par Bædeker, par Mario Jona, ont donné pour le pouvoir inducteur de la vapeur d'eau une valeur très élevée; nos mesures à la température ambiante confirment ce résultat. Nous verrons que le rapport des quantités $K-1$ pour l'air saturé d'humidité et l'air sec dépasse 1,30 aux températures ordinaires; l'écart est donc supérieur à 30 pour 100. Ainsi, il sera nécessaire de dessécher soigneusement les gaz étudiés; mais aucun auteur ne signale avoir pris cette précaution. Le gaz

carbonique ne produira pas de perturbation sensible pour les mesures dans l'air, en raison de sa faible proportion $\left(\frac{3}{10.000}\right)$.

Les grandes divergences entre les valeurs trouvées pour des grandeurs aussi importantes que le pouvoir inducteur de l'air et de la vapeur d'eau nous ont déterminés à entreprendre de nouvelles recherches en 1925. Une subvention de la Caisse des Recherches scientifiques nous a permis d'acquérir le matériel assez coûteux que nécessitent ces études. Les expériences qui vont être décrites ici doivent être considérées comme des recherches préliminaires; elles ont eu essentiellement pour but de reconnaître les causes générales d'erreur dans les mesures de ce genre, de comparer les différentes méthodes au point de vue de leur facilité d'application et de leur précision. Nous avons aussi été retardés dans la mise en œuvre des mesures définitives par la difficulté de nous procurer le matériel nécessaire; en particulier, nous n'avons pu obtenir depuis plus d'un an un étalon de capacité.

La mesure du pouvoir inducteur des gaz exige une très grande sensibilité; en passant du vide à l'air par exemple, la capacité d'un condensateur ne varie que des 600 millioniêmes de sa valeur environ. Or, tout dispositif très sensible est soumis à de multiples perturbations étrangères. Parfois, pendant plusieurs heures, les appareils deviennent instables, les mesures doivent être suspendues, sans qu'il soit possible de trouver la cause de ces variations. Pour une raison de cet ordre, nous avons dû, malgré sa très grande sensibilité, abandonner la méthode des battements avec des ondes de 10 mètres. Nous avons définitivement retenu les trois méthodes suivantes :

1° Méthode de zéro;
2° Méthode du courant plaque;
3° Méthode de quasi-résonance.

La première a été appliquée avec des ondes de 2000 mètres (150 kilocycles), la seconde avec des ondes courtes d'environ 20 mètres (15000 kilocycles) et la troisième avec des ondes de 3,5 mètres (85700 kilocycles).

Nous avons dit que la mesure de K — 1 se ramène à la détermination d'un rapport $\frac{\Upsilon}{C}$ dont les termes C et surtout Υ comportent des erreurs importantes sur leurs valeurs absolues. Dans nos expériences préliminaires, nous avons tourné cette difficulté en déterminant seulement le rapport des quantités K — 1 pour différent

gaz : l'air sec a servi de terme de comparaison. La capacité C restant la même on a simplement :

$$\frac{K - 1}{K_0 - 1} = \frac{\Upsilon}{\Upsilon_0}$$

en affectant de l'indice o les grandeurs relatives à l'air sec. Le rapport est ainsi indépendant, non seulement de C, mais aussi de l'étalonnage en valeur absolue du petit condensateur sur lequel on évalue Υ et Υ_0.

III. — MÉTHODE DE ZÉRO

Mesures avec les ondes de 2000 mètres (150 kilocycles).

Nernst a étudié avec grand soin, en 1894, l'application du pont de Wheatstone à la mesure des pouvoirs inducteurs des liquides : un téléphone T (fig. I,1) servait comme indicateur d'équilibre; ce dispositif simple est encore utilisé pour la mesure des capacités, dans les appareils industriels appelés capacimètres. Seibt, en 1911, augmenta beaucoup la précision de la méthode : il ajouta aux capacités à com-

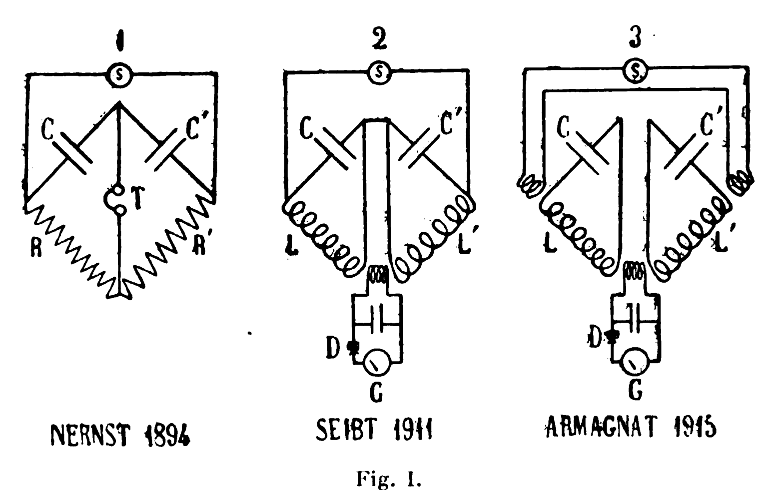


Fig. I.

parer CC′ deux selfs LL′ (fig. I,2), de façon à constituer deux circuits oscillants C L, C′ L′ susceptibles d'être amenés en résonance avec le générateur S. Ces circuits agissaient par induction sur l'indicateur d'équilibre composé d'un détecteur D et d'un galvanomètre G. Les selfs étaient réunies entre elles par un bout et au générateur par l'autre bout. Armagnat, en 1915, sépara complètement les deux

circuits oscillants et les coupla au générateur par induction (fig. I,3). Nous avons employé un dispositif analogue à ce dernier.

Rappelons d'abord les conditions d'équilibre.

Soit $I = i_0 \sin \Omega t$ le courant inducteur de pulsation Ω fourni par le générateur; désignons par $M M'$ les coefficients d'induction mutuelle entre les circuits oscillants et le générateur, par $R R'$ leurs résistances, par $L L'$ leurs selfs et par $C C'$ leurs capacités. Les courants i, i' dans ces deux circuits sont donnés par les équations bien connues :

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = M i_0 \Omega^2 \sin \Omega t$$

$$L' \frac{d^2 i'}{dt^2} + R' \frac{di'}{dt} + \frac{i'}{C'} = M' i_0 \Omega^2 \sin \Omega t$$

Ces équations admettent comme solutions de régime permanent

$$i = -\frac{M \Omega i_0}{R} \cos \varphi \cos (\Omega t + \varphi)$$

$$i' = -\frac{M' \Omega i_0}{R'} \cos \varphi' \cos (\Omega t + \varphi')$$

en posant :

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{L\Omega - \frac{1}{C\Omega}}{R} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \varphi' = -\frac{L'\Omega - \frac{1}{C'\Omega}}{R'}$$

Les forces électromotrices induites par ces courants i et i' dans le circuit détecteur sont, en désignant par $m\, m'$ les coefficients d'induction mutuelle correspondants :

$$e = -m \frac{di}{dt} = \frac{M m \Omega^2 i_0}{R} \cos \varphi \sin (\Omega t + \varphi)$$

$$e' = -m' \frac{di'}{dt} = \frac{M' m' \Omega^2 i_0}{R'} \cos \varphi' \sin (\Omega t + \varphi').$$

Pour que ces forces électromotrices se fassent équilibre, il faut qu'elles soient la même fonction du temps; on les mettra ensuite en opposition par une connexion convenable des circuits induits. Cette condition donne les deux relations :

(1) $$\frac{Mm}{R} = \frac{M'm'}{R'}$$

(2) $$\varphi = \varphi'.$$

On réalisera la première condition en modifiant les couplages ou les résistances; elle ne dépend ni de la pulsation Ω du courant inducteur, ni des capacités $C C'$.

La seconde condition donne $\operatorname{tg}\varphi = \operatorname{tg}\varphi'$, ou :

(2 *bis*)
$$\frac{LC\Omega^2 - 1}{RC} = \frac{L'C'\Omega^2 - 1}{R'C'}.$$

On la réalisera en modifiant les capacités ou la pulsation.

Si l'un des circuits est en résonance avec l'inducteur ($LC\Omega^2 = 1$), l'autre circuit doit être aussi en résonance, mais on voit que cette condition n'est nullement indispensable : la condition 2 ou 2 *bis* peut être satisfaite sans que les circuits oscillants soient en résonance ni entre eux, ni avec l'inducteur.

On remarque, de plus, que la condition 2 *bis* dépend de Ω : elle pourra être satisfaite pour une onde fondamentale et non pour ses harmoniques; de plus, toute modification de la période de l'inducteur changera le réglage du zéro.

Cherchons quelles valeurs il faut donner aux capacités pour qu'une petite variation $\Delta C'$ affectant l'une d'elles, C' produise la plus grande variation possible d'équilibre, c'est-à-dire rende maximum la force électromotrice résultante $\varepsilon = e - e'$ dans le circuit détecteur. En tenant compte de la condition (1) indépendante des capacités, on a :

$$\varepsilon = e - e' = \frac{Mm\Omega^2}{R} i_0 [\cos\varphi \sin(\Omega t + \varphi) - \cos\varphi' \sin(\Omega t + \varphi')].$$

A l'équilibre $\varphi' = \varphi$; posons après une petite variation $\Delta C'$,

$$\varphi' = \varphi + \Delta\varphi$$

en négligeant les puissances de $\Delta\varphi$ supérieures à la première, dans les développements de sinus et de cosinus, il vient :

$$\varepsilon = \frac{Mm\Omega^2 i_0}{R} \Delta\varphi \cos(\Omega t + 2\varphi).$$

L'amplitude de la force électromotrice provenant d'une petite variation de capacité sera maximum quand $\Delta\varphi$ sera maximum. La condition du maximum de sensibilité sera donc :

$$\frac{d\Delta\varphi}{dC} = 0 \text{ ou } \frac{d^2\varphi}{dC^2} = 0$$

c'est-à-dire :
$$\Omega^2 = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{L^2}.$$

Le carré de la pulsation propre ω du circuit LC est $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ ou plus exactement $\omega^2 = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}$. On voit que la sensibilité sera maximum pour une pulsation inductrice Ω un peu différente de la

pulsation ω correspondant à la résonance. Comme $\frac{R^2}{L^2}$ est généralement très petit par rapport à $\frac{1}{LC}$, on mettra les deux circuits oscillants en résonance avec l'inducteur et l'on obtiendra le maximum de sensibilité en modifiant très peu la période de l'inducteur.

Dispositif expérimental. — La figure II montre un schéma du dispositif que nous avons adopté. Le courant inducteur est produit par une hétérodyne H enfermée dans une boîte métallique reliée au

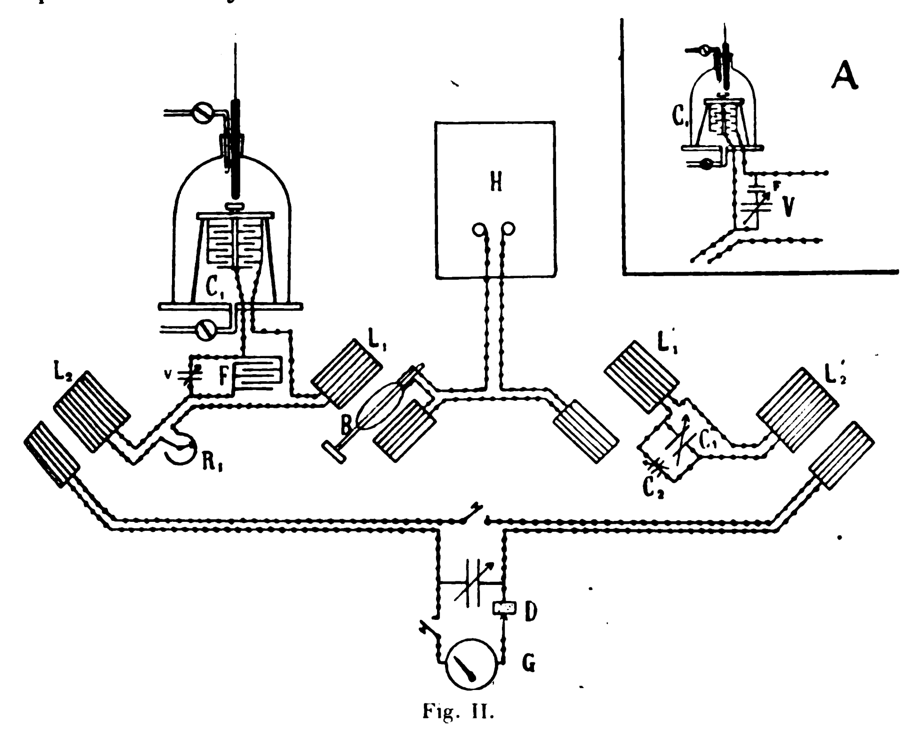


Fig. II.

sol. Nous avons reconnu bien vite que le moyen le plus sûr pour soustraire complètement le circuit détecteur à l'action directe du circuit inducteur consiste à scinder la self de chaque circuit oscillant en deux parties éloignées l'une de l'autre : l'une $L_1 L'_1$ est couplée avec l'inducteur et l'autre $L_2 L'_2$ avec le détecteur. Les capacités C C' de ces circuits se composent de plusieurs groupes de capacités en dérivation ou en série nécessaires pour les réglages; la capacité de mesure C_1 est placée sous une cloche, de façon à pouvoir changer la pression ou la nature du gaz. Le détecteur D est une excellente galène, en série avec un galvanomètre G. Chacun des circuits oscil-

lants est d'abord réglé séparément à peu près en résonance avec l'hétérodyne : pour cela on intercale simplement dans ce circuit un milliampèremètre thermique et on modifie la capacité jusqu'à obtenir le courant maximum. Après ce premier réglage, les circuits oscillants sont couplés au circuit détecteur, relié d'abord à un microampèremètre; on réalise approximativement l'équilibre en modifiant surtout les couplages (condition 1) et aussi peu que possible les capacités. Enfin, on remplace le microampèremètre par un galvanomètre à miroir et on parachève le réglage du zéro au moyen d'appareils à faible variation. Nous pouvions modifier :

1° Le couplage M au moyen d'une petite bobine mobile B, de quelques spires, en série avec l'inducteur;

2° La résistance R au moyen d'un très petit rhéostat R_1 en série dans le circuit C L;

3° La capacité C' au moyen d'un condensateur variable C'_2 de 0,1 millième de microfarad, en dérivation sur le condensateur principal C'_1.

Le changement de pression ou de nature du gaz produit un déplacement considérable du cadre galvanométrique : si par exemple l'équilibre a été établi avec le condensateur C_1 dans l'air, le courant détecté dépasse 70 microampères quand on fait le vide : nous rétablissions l'équilibre au moyen d'une capacité compensatrice placée dans le même circuit oscillant que C_1.

Nous avons employé généralement comme capacité de compensation un groupe formé par un grand condensateur fixe F en série avec le condensateur de mesure C_1 et un condensateur variable v en parallèle avec F. La capacité C de l'ensemble du circuit oscillant est donnée par :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{F+v}.$$

La modification de l'atmosphère de la cloche produit une variation ΔC_1 : mais on ramène le zéro, c'est-à-dire on rétablit la capacité initiale C en faisant varier v de Δv. Il serait facile d'établir au moyen de l'équation précédente la relation exacte entre ΔC_1 et Δv; comme ΔC_1 est très petit, on peut le plus souvent admettre entre ΔC_1 et Δv la même relation qu'entre les différentielles

$$\Delta C_1 = -\frac{C_1^2}{(F+v)^2}\Delta v.$$

Dans notre montage, F était égal à vingt fois environ C_1; en sorte que la variation compensatrice Δv était environ quatre cents fois la variation de capacité à mesurer ΔC_1.

Nous avons employé aussi un autre dispositif (fig. II, A) : le groupe compensateur était placé en dérivation sur C_1; il se composait de deux condensateurs en série, l'un de capacité variable V, du même ordre de grandeur que C_1, l'autre de capacité fixe f beaucoup plus petite. La capacité C de l'ensemble du circuit oscillant est ici :

$$C = C_1 + \frac{Vf}{V+f}.$$

Pour annuler la variation de C_1, c'est-à-dire pour compenser la variation ΔC_1 du condensateur de mesure, il faut modifier de ΔV le condensateur variable

$$\Delta C_1 = -\frac{f^2}{(V+f)^2}\Delta V.$$

Nous prenions f voisin du vingtième de V, en sorte que le facteur d'amplification $\frac{f^2}{(V+f)^2}$ était encore de l'ordre de $\frac{1}{400}$. Ce second dispositif a l'avantage de ne pas exiger de très grands condensateurs fixes à air, appareils qui doivent être construits spécialement; mais il complique un peu la manipulation parce que le facteur d'amplification n'est plus pratiquement constant. Avec le premier dispositif la capacité variable est faible à côté de la capacité fixe, tandis qu'elle est ici la partie principale du dénominateur; sa valeur ne disparaît plus dans le rapport de deux mesures et doit être connue avec précision.

La marche d'une expérience était la suivante : nous commencions par établir le zéro, la cloche étant remplie d'air sec à la pression atmosphérique connue et à une température déterminée. La capacité du condensateur de mesure avait pour valeur $K_0 C_1$ en désignant par C_1 la capacité dans le vide et par K_0 le pouvoir inducteur de l'air. Nous faisions le vide lentement pour éviter un abaissement sensible de température et nous rétablissions le zéro en modifiant de $\Delta_0 v$ la capacité variable de compensation, la variation de capacité est :

$$\Delta_0 C_1 = (K_0 - 1) C_1$$

et l'on a :

$$(K_0 - 1) C_1 = A_0 \Delta_0 v$$

en appelant A_0 le facteur d'amplification.

Nous laissions ensuite rentrer lentement un gaz sec, à la même température et à la même pression : la capacité varie de $(K-1) C_1$ en désignant par K le pouvoir inducteur du gaz; pour ramener le zéro il faut modifier de Δv la capacité de compensation et l'on a :

$$(K-1) C_1 = A . \Delta v.$$

Nous déduisions de ces mesures le rapport :

$$\frac{K - 1}{K_0 - 1} = \frac{A}{A_0} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta_0 v}.$$

En général, $\frac{A}{A_0}$ était pratiquement égal à l'unité.

Le tableau ci-dessous donne dans la première colonne (D. G. H.) le résultat de nos mesures et dans la seconde colonne (Autres) les valeurs du même rapport $\frac{K - 1}{K_0 - 1}$ déduit des mesures publiées antérieurement par d'autres expérimentateurs : ces derniers rapports sont toujours calculés en prenant les valeurs de $K - 1$ et de $K_0 - 1$ trouvées par *un même* expérimentateur.

		D. G. H.	Autres
		—	—
Gaz carbonique	CO^2 . . .	1,69	1,54 à 1,75
Protoxyde d'azote	Az^2O . . .	1,93	1,68 à 1,98
Acétylène	C^2H^2 . . .	3,05	non étudié
Chlorure de méthyle	CH^3Cl . . .	14,0	—

(Pour la vapeur d'eau, voir le chapitre VII.)

IV. — FILS DE LECHER

Mesures avec les ondes courtes de 20 mètres et de 3,5 mètres.

Pour ces ondes, nous ne possédions aucun ondemètre; nous avons étalonné des circuits de résonance au moyen de fils de Lecher (fig. III).

Deux fils de cuivre espacés de 7 centimètres ont été tendus horizontalement dans un large couloir, sur une longueur de 40 mètres et à 2 mètres au-dessus du sol. Ils étaient isolés à l'une des extrémités AA'; à l'autre extrémité, ils descendaient verticalement en BB' jusqu'à la hauteur de la table et pouvaient être reliés en DD' soit par un simple conducteur rectiligne, soit par une self. Le pont mobile était une large lame d'aluminium PP' fixée normalement aux fils sur une plaque d'ébonite. DD' PP' forme le circuit de résonance de longueur variable.

L'induction dans ce circuit était produite par une lampe hétérodyne H dont la self de plaque, constituée par une spire verticale L, avait une induction mutuelle faible avec la boucle descendante du circuit de résonance. Sur le circuit plaque était intercalé un milliampèremètre très sensible M à courant continu. On sait qu'il se produit

une baisse très rapide du courant continu de plaque quand le circuit induit sur lequel agit l'hétérodyne est amené en résonance. Une étude préliminaire nous avait montré que si le couplage entre l'hétérodyne et le circuit induit est très faible, le minimum de courant continu plaque se produit en même temps que la résonance, indiquée par un

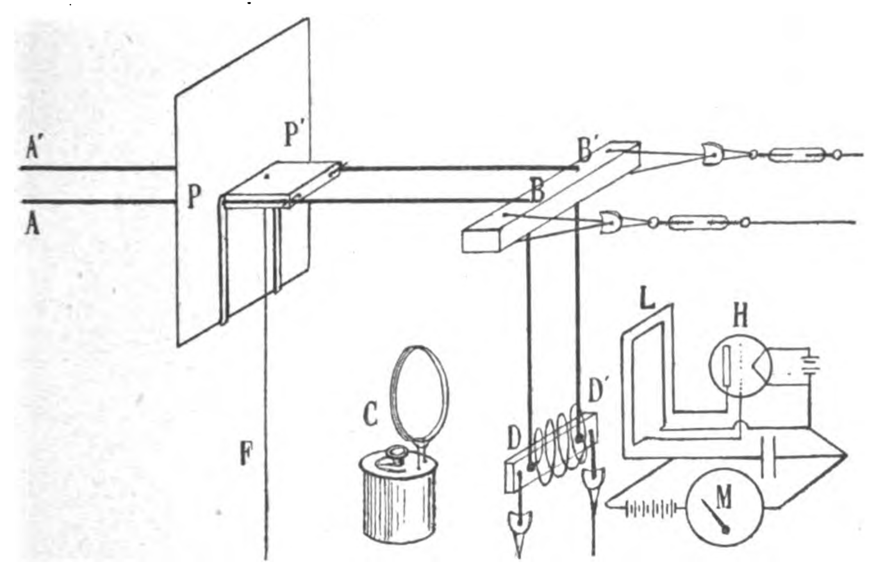


Fig. 111.

couple thermoélectrique, dans le circuit induit. Le minimum doit se traduire seulement par une variation de quelques centièmes du courant et non par un décrochage des oscillations.

On sait, en effet, qu'au delà d'un certain couplage critique, le courant passe par une zone d'instabilité au voisinage de la résonance; les oscillations de la lampe se décrochent et se raccrochent pour des valeurs différentes des périodes propres, de part et d'autre de l'isochronisme.

Pour faire une mesure, on choisit le conducteur DD' de façon à obtenir une résonance quand le pont PP' se trouve près de BB'; on écarte ensuite le pont en cherchant de nouvelles résonances repérées par un fil à plomb F et un décamètre en acier tendu sur le sol. Le déplacement du pont entre deux résonances mesure la moitié de la longueur d'onde λ. On coupe alors le circuit de Lecher et on amène en résonance avec l'hétérodyne un autre circuit C, à capacité variable, qui servira d'ondemètre.

***

V. — MÉTHODE DU COURANT PLAQUE

Cette méthode a été récemment imaginée par Dowling en 1923, puis appliquée par Carman et Lorance (1923), par Ross Gunn (1924) à la détermination du pouvoir inducteur des gaz. Elle utilise le fait expérimental que l'intensité du courant continu dans le circuit plaque d'une lampe varie quand on modifie la capacité du circuit oscillant intercalé sur la grille. De très petites *variations* de courant continu peuvent être mesurées avec un galvanomètre G ou un microampèremètre, à condition de compenser au moyen d'un potentiomètre P le courant de régime normal (fig. IV).

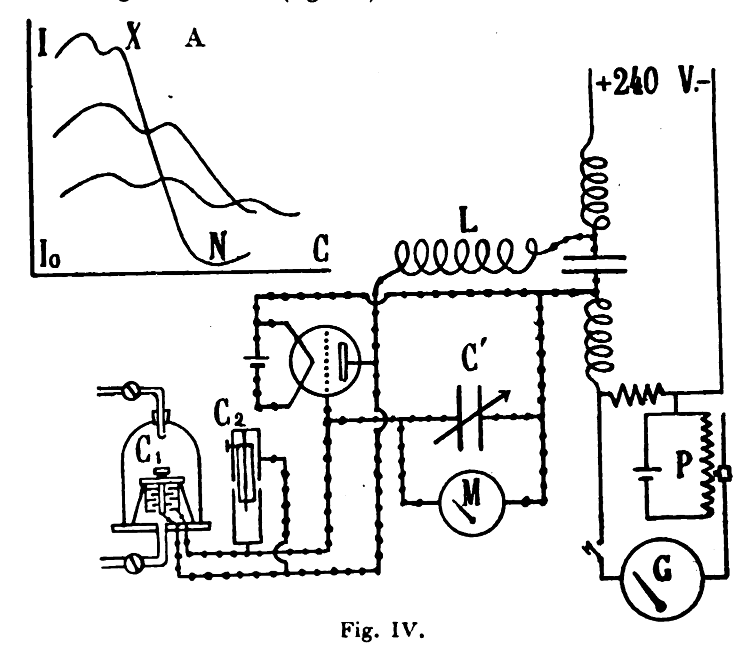


Fig. IV.

Les théories actuelles des lampes négligent les variations de courant continu, corrélatives des modifications de régime; elles ne peuvent donc être appliquées à une étude théorique de cette méthode.

Pour pouvoir employer des ondes courtes, d'une vingtaine de mètres, nous avons dû modifier comme il suit le dispositif adopté par les expérimentateurs précédents qui employaient la même méthode avec des ondes de quelques centaines de mètres. Le montage du générateur à lampe était analogue à celui qu'a indiqué M. Gutton pour les ondes courtes. La self de plaque était constituée par un petit solénoïde L afin de rayonner peu; un milliampèremètre M, shunté par

un condensateur C', était placé sur le circuit de grille et permettait de contrôler le fonctionnement; la condition la plus favorable pour les mesures est de se placer au voisinage de la limite d'accrochage. Avec ce montage, la capacité la plus efficace du circuit oscillant est celle qui existe entre la grille et la plaque, à partir des bornes d'arrivée au socle de la lampe; cette capacité est très faible, de l'ordre de quelques dixièmes de micromicrofarads. La capacité C' ajoutée sur le fil de la grille se trouve simplement en série avec cette capacité propre de la lampe; comme elle est beaucoup plus grande, elle a peu d'influence dans le circuit oscillant. Au contraire, l'addition d'un condensateur en dérivation entre la grille et la plaque aura un effet considérable; il suffirait même que sa capacité fût très grande par rapport à celle de la lampe, ou que sa conductibilité fût sensible, pour qu'il formât court-circuit et empêchât la production des oscillations. Par un réglage convenable des selfs, nous avons pu donner à la capacité en dérivation une valeur appréciable : nous l'avons constituée par deux condensateurs en parallèle : l'un C_1, placé dans une cloche où l'on pouvait faire varier l'atmosphère, l'autre C_2 formé de petits cylindres concentriques à déplacements micrométriques. La capacité C_1 était de l'ordre de 20 micromicrofarads; quand on passait de l'air au vide le courant plaque variait d'environ 60 microampères.

La méthode normale pour utiliser la variation du courant continu plaque consistait à ramener l'équilibre initial en faisant subir à la capacité cylindrique C_2 une modification connue. Nous avons reconnu que dans certaines conditions les variations de courant étaient, sur une large étendue, proportionnelles aux variations de capacité. La courbe représentant la relation entre ces grandeurs (fig. IV, A) possède en général plusieurs maxima et minima; sa forme dépend beaucoup de la self du circuit plaque et l'augmentation de self multiplie le plus souvent les points à tangente horizontale. Pour une capacité donnée, il existe toutefois une self qui donne un maximum X et un minimum N assez espacés, entre lesquels la tangente d'inflexion fait un angle élevé avec l'axe des C. Dans cette région, la courbe est pratiquement rectiligne pour de petites variations de capacité, de l'ordre de celles que produit une modification d'atmosphère autour du condensateur C_1. Si l'on se place dans cette région, le rapport ΔC_1 des variations de capacité sera simplement égal au rapport Δi des variations du courant continu dans la plaque; la sensibilité sera d'autant plus grande que la tangente d'inflexion sera plus redressée.

Pour les mesures nous cherchions d'abord la région de sensibilité optimum en modifiant la capacité du condensateur variable C_1; puis

nous parachevions le réglage avec le condensateur cylindrique C_2 qui servait en même temps à vérifier la proportionnalité. Nous ne touchions plus dès lors aux condensateurs ; nous notions les variations de courant $\Delta_0 i$ en passant de l'air au vide, puis Δi en passant du vide à un gaz dans les mêmes conditions de pression et de température que l'air.

Le rapport des valeurs K — 1 pour le gaz, $K_0 - 1$ pour l'air, est donné par la même formule que précédemment.

$$\frac{K-1}{K_0-1}=\frac{\Delta_0 C_1}{\Delta C_1}=\frac{\Delta_0}{\Delta i}$$

VI. — MÉTHODE DE QUASI-RÉSONANCE

Nous avons vu que dans les méthodes de zéro, le maximum de sensibilité est obtenu quand les circuits sont en résonance non exacte, mais approchée avec l'hétérodyne. La résonance approchée nous a fourni une méthode de mesure extraordinairement sensible, au moins avec les ondes très courtes.

Le courant induit produit dans un circuit oscillant par un inducteur de pulsation ω, en couplage très lâche, est donné par la loi fondamentale des courants alternatifs : $I=\dfrac{E}{\sqrt{R^2+\left(L\omega-\dfrac{1}{C\omega}\right)^2}}$.

E et I sont les amplitudes de la force électromotrice et du courant induits. Dans l'emploi des circuits oscillants on cherche ordinairement à avoir un courant maximum en réalisant la condition $L\omega-\dfrac{1}{C\omega}=0$, c'est-à-dire en mettant le circuit induit en résonance avec l'inducteur. Pour évaluer de petites variations de C (ou de L) cette méthode a le grave inconvénient de toutes les méthodes de maxima : la valeur de la variable qui rend la fonction maximum est mal déterminée expérimentalement. Si l'on veut qu'une variation donnée très petite de C produise la plus grande variation possible de I, il faut se placer dans la région où $\dfrac{dI}{dC}$ est maximum, c'est-à-dire au voisinage du point d'inflexion de la courbe de résonance I (C). Pour un circuit oscillant dont la résistance est faible, ce point d'inflexion se trouve d'ailleurs très près du maximum. La figure V A représente une courbe de résonance pour $\omega = 2.10^7$ ($\lambda = 94{,}2$ mètres), $R = 0{,}5$ ohm, $L = 25$ microhenrys, $E = 100$ millivolts. Le maximum correspond à $C_m = 100$ micromicrofarads et $I_m = 200$ milliampères. Dans la région où elle est figurée, et même jusqu'à 96 micromicrofarads, la courbe est

pratiquement symétrique par rapport à l'ordonnée maximum; au delà de cette région, l'intensité tend rapidement vers o quand C décroît, vers $\frac{E}{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}}$ quand C croît. Une variation de capacité de $\frac{1}{10000}$ produit une variation de $\frac{0,5}{100}$ quand l'intensité est maximum, de $\frac{10}{100}$ environ quand on est près du point d'inflexion F.

Les variations d'atmosphère du condensateur C_1 produisent des variations relatives de capacité très petites, de l'ordre de quelques dix-millièmes; les variations correspondantes d'intensité dans un circuit oscillant seront difficilement appréciables au voisinage de la résonance, mais deviendront au contraire importantes dans la région où la courbe de résonance I (C) présente un point d'inflexion. De plus les variations d'intensité observées seront dans cette région proportionnelles aux variations de capacité et les mesures deviendront très rapides. On aura pour deux gaz la même relation que précédemment :

$$\frac{K - 1}{K_0 - 1} = \frac{\Delta_0 C_1}{\Delta C_1} = \frac{\Delta_0 I}{\Delta I}$$

Dispositif expérimental. - La figure V montre le dispositif que nous avons adopté pour appliquer cette méthode avec des ondes de 3,5 mètres. Le circuit oscillant était formé par une self L et un groupe de deux condensateurs en dérivation; le condensateur C_1 d'environ 20 micromicrofarads, et un condensateur cylindrique C_3 à déplacement micrométrique. Ce circuit était couplé faiblement avec un ciruit apériodique servant à mesurer l'intensité; le courant induit était redressé par un détecteur à galène D et presque complètement compensé au moyen d'un potentiomètre P. Un milliampèremètre à courant continu avec échelles en milli, dixièmes et centièmes de milli, servait à établir une compensation approchée, puis il était remplacé par un microampèremètre M'. On cherchait tout d'abord à obtenir avec l'échelle des milli, l'intensité maximum, c'est-à-dire la résonance, en modifiant le circuit oscillant ou l'hétérodyne H. On produisait ensuite un léger déréglage, que l'on modifiait jusqu'à ce qu'une variation donnée de la capacité C, par exemple le passage de l'air au vide, produisît la variation maximum de courant. Le rapport $\frac{\Delta I}{\Delta C}$ est alors maximum et l'on se trouve dans la région du point d'inflexion. Nous recherchions d'ailleurs avec le condensateur cylindrique dans quelles limites ΔI était proportionnel à ΔC.

Notre appareil donnait une variation de courant de 500 microampères pour le passage de l'air au vide : la méthode est ainsi d'une sensibilité remarquable et permettrait *théoriquement* d'apprécier des variations relatives de capacité extraordinairement petites, de l'ordre de 10^{-9} en employant un galvanomètre pour mesurer les variations de courant. *Pratiquement* les appareils les plus sensibles peuvent

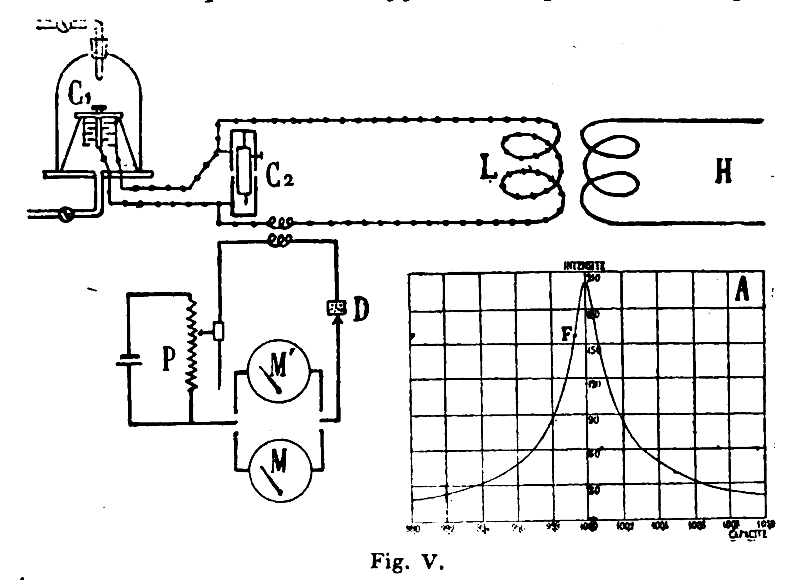


Fig. V.

être affectés par des actions étrangères et ne donnent pas toujours les meilleures mesures. Nous avons jugé inutile de dépasser la sensibilité du microampèremètre, dans les conditions expérimentales où nous nous trouvions. Les perturbations locales, inévitables dans un bâtiment où plusieurs expérimentateurs utilisent des ondes électromagnétiques, nous obligeaient souvent à attendre un moment propice pour travailler, mais les perturbations d'origine lointaine étaient peu sensibles.

Voici le tableau des résultats obtenus pour les rapports $\frac{K-1}{K_0-1}$ mesurés avec les ondes courtes :

Gaz carbonique	CO^2	1,66
Protoxyde d'azote	Az^2O	1,85
Acétylène	C^2H^2	3,17
Chlorure de méthyle.	CH^3Cl	13,4

Ces rapports sont pratiquement les mêmes que ceux obtenus avec les ondes de 2000 mètres.

VII. — ÉTUDE DE LA VAPEUR D'EAU

Des mesures directes du pouvoir inducteur de la vapeur d'eau pure ont été faites par Bædeker en 1901, par Mario Jona en 1917; quoique la méthode employée fut la même (pont de Nernst), les résultats sont très différents : à 142° par exemple les valeurs de $(K-1)\,10^6$ seraient :

d'après Bædeker : 7450 soit 18,6 } fois K_0-1 de l'air à la même
d'après Mario Jona : 5300 soit 13,3 } température.

Le pouvoir inducteur de la vapeur d'eau est intéressant en pratique surtout par la modification qu'il peut apporter au pouvoir inducteur des gaz et de l'air en particulier, pris sous un état hygrométrique déterminé : les valeurs élevées trouvées par Bædeker et par Mario Jona permettent de prévoir que l'influence de l'humidité sera considérable.

Nous avons appliqué à l'air humide la méthode du chapitre III avec des ondes de 2000 mètres et les méthodes du chapitre VI avec des ondes courtes. Les mesures ont été faites en prenant comme gaz étudié l'air aussi saturé que possible de vapeur d'eau; après avoir fait le vide, nous laissions rentrer dans la cloche de l'air qui avait traversé des mèches de coton plongeant dans l'eau, trois tubes remplis de ponce humide et enfin une colonne de tournure de cuivre; cette colonne était destinée à retenir les particules liquides entraînées, à désioniser le gaz et à le ramener à la température ambiante si la vaporisation avait produit un refroidissement sensible. On sait que l'air humide est aussi isolant que l'air sec, sinon plus; l'isolement d'un condensateur est compromis seulement par la buée qui se dépose sur le diélectrique solide réunissant ses armatures, quand l'air ambiant est très humide. Un condensateur qui a été desséché conserve pendant quelque temps son isolement dans une atmosphère humide.

En opérant comme pour les gaz, nous avons déterminé le rapport de la quantité $K-1$ pour l'air saturé à la quantité K_0-1 pour l'air sec, sous une pression totale de 760 millimètres. Nous avons trouvé pour $\frac{K-1}{K_0-1}=B$ comme moyenne d'une dizaine de mesures très concordantes :

$B=1{,}38$ à 25° par la méthode de zéro, $\lambda=2000$ mètres.
$B=1{,}31$ à 15° par la méthode de quasi-résonance, $\lambda=3{,}5$ mètres.

Ces nombres montrent que, si le pouvoir inducteur K_0 de l'air sec à la température ordinaire est de l'ordre de 1,0006, le pouvoir induc-

teur K de l'air saturé de vapeur d'eau est de l'ordre de 1,0008 : la variation est considérable.

Il serait intéressant de déduire de nos expériences le pouvoir inducteur de la vapeur d'eau à la température ordinaire. Ceci exige que l'on connaisse la loi qui relie le pouvoir inducteur d'un mélange à ceux des constituants; en attendant que cette loi ait été établie expérimentalement, essayons d'appliquer au pouvoir inducteur des gaz la loi démontrée pour les indices optiques. Dans le spectre visible, Dulong a trouvé que la réfraction $N - 1$ d'un mélange de gaz à la pression totale H est liée aux réfractions $n - 1$ des constituants, par la formule :

$$(N - 1)\, H = \Sigma\, (n - 1)\, h$$

h étant les pressions partielles des constituants; comme les indices optiques diffèrent très peu de l'unité, on peut écrire aussi, en multipliant par $N + 1 = n + 1 = 2$

$$(N^2 - 1)\, H = \Sigma\, (n^2 - 1)\, h$$

Remplaçons alors les carrés des indices par le pouvoir inducteur suivant la loi de Maxwell

$$(K - 1)\, H = \Sigma\, (k - 1)\, h$$

Appliquons cette loi à l'air atmosphérique contenant de la vapeur d'eau à la pression $h = \frac{m}{100} f$ (m état hygrométrique, f tension maxima). K_0 désignant toujours le pouvoir inducteur de l'air sec et k celui de la vapeur d'eau, la formule donne :

$$(K - 1)\, H = (K_0 - 1)(H - h) + (k - 1)\, h$$

d'où

$$\left(\frac{k - 1}{K_0 - 1} - 1\right) h = \left(\frac{K - 1}{K_0 - 1} - 1\right) H$$

L'expérience nous a donné la valeur de $\frac{K - 1}{K_0 - 1} = B$ pour l'air saturé d'humidité, $h = f$

nous en déduisons pour la vapeur d'eau

$$\frac{k - 1}{K_0 - 1} - 1 = (B - 1)\frac{H}{f}$$

A 25°, on a $f = 23{,}5$ mm et nos mesures donnent $B = 1{,}38$, d'où

$$\frac{k - 1}{K_0 - 1} = 13{,}3$$

à 15°, $f = 12{,}6$ mm; nous avons trouvé $B = 1{,}31$, d'où

$$\frac{k - 1}{K_0 - 1} = 19{,}7$$

Ces nombres sont du même ordre que ceux trouvés par Mario Jona et par Bædeker à des températures très différentes. Si les lois des indices des gaz étaient applicables aux pouvoirs inducteurs de la vapeur d'eau, même saturée, les excès diélectriques $k - 1$ et $K_0 - 1$ seraient inversement proportionnels à la température absolue et par suite le rapport $\frac{k-1}{K_0-1}$ serait indépendant de la température. Mais il semble que l'excès diélectrique varie avec la température suivant des lois différentes pour l'air et pour la vapeur d'eau ; les mesures faites jusqu'ici sur le pouvoir inducteur des vapeurs, en vue de contrôler la loi théorique de Mosotti-Clausius $\left(\frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{1}{d} = \text{const}\right)$, ont abouti à des résultats contradictoires.

De nouvelles expériences sont nécessaires pour établir les lois qui permettront de calculer le pouvoir inducteur d'un gaz humide à différentes températures en fonction des pouvoirs inducteurs du gaz sec et de la vapeur d'eau saturante.

VIII. — CONCLUSIONS

Les recherches préliminaires qui viennent d'être exposées ont eu essentiellement pour but de comparer les méthodes de mesures du pouvoir inducteur K des gaz, de reconnaître les causes d'erreurs qui peuvent contribuer à rendre si discordants les résultats trouvés par différents observateurs.

Malgré la petitesse de la quantité mesurée $K - 1$, il n'y a aucune difficulté à *déceler* ses variations, même quand elles ne dépassent pas $\frac{1}{1\,000}$ de la quantité elle-même. Nous avons étudié une méthode de zéro, une méthode de courant plaque et aussi une méthode nouvelle, particulièrement sensible. Cette dernière méthode est basée sur la variation du courant dans un circuit oscillant au voisinage du point d'inflexion de la courbe de résonance qui donne l'intensité en fonction de la capacité.

Pour que les variations observées puissent être *mesurées* à $\frac{1}{1\,000}$ près il faut :

1° Connaître avec une précision de $\frac{1}{10\,000}$ les capacités employées, condition actuellement difficile à réaliser. Comme il n'existe pas d'étalon international de capacité, il est très vraisemblable que les étalons

de comparaison employés par les différents observateurs présentent entre eux des écarts bien supérieurs à $\frac{1}{10\,000}$.

2° Opérer sur des gaz absolument secs, précaution que les observateurs ne signalent pas avoir prise.

Nous avons appliqué les méthodes étudiées à déterminer, pour quelques gaz, le rapport entre leur excès diélectrique $D = K - 1$ et celui de l'air sec $D_0 = K_0 - 1$. Le rapport $\frac{K - 1}{K_0 - 1}$ que fournissent ces mesures relatives se réduit le plus souvent au rapport de deux grandeurs directement observées. Sa détermination n'exige pas la connaissance exacte d'une capacité et l'humidité des gaz pris dans les mêmes conditions influe sur ce rapport beaucoup moins que sur chacun de ses termes.

Après avoir retrouvé pour le gaz carbonique CO^2 et le protoxyde d'azote Az^2O, des valeurs concordant avec les observations antérieures, nous avons étudié quelques gaz nouveaux. Nos expériences donnent pour valeur moyenne de $\frac{K - 1}{K_0 - 1}$.

Acétylène	3,1
Chlorure de méthyle. . .	13,7

Des recherches sur le formol et l'oxyde de méthyle ont dû être ajournées.

La formule de Cauchy appliquée aux mesures de Stuckert (1910) sur l'indice optique de l'acétylène donne pour la valeur limite de cet indice

$$n_\infty = 1,000583$$

Le carré de ce nombre $n^2 = 1,001166$ est très inférieur au pouvoir inducteur déduit de nos mesures; en prenant pour l'air sec

$K_0 = 1,0006$, nous trouvons pour l'acétylène

$$K = 1,00186$$

Il est donc vraisemblable que pour l'acétylène, comme pour beaucoup de vapeurs, l'indice limite déduit des mesures dans le spectre visible est nettement différent de l'indice dans le spectre hertzien; une discontinuité, correspondant à une absorption, doit se produire entre les deux spectres. Le résultat peut se rattacher à l'idée émise par Kahlbaum (1889) que l'existence d'une liaison mobile dans une molécule produirait une absorption et un pouvoir diélectrique anomal. La liaison mobile se rattache généralement à un atome d'hydrogène et lui donne la propriété de pouvoir être remplacé par un métal : l'eau, les

alcools, beaucoup d'éthers cétoniques ont effectivement un pouvoir inducteur anormal et une absorption dans la région des grandes longueurs d'onde. Dans les carbures acétyléniques comme dans ces corps, on peut remplacer certains atomes d'hydrogène par un métal.

Pour la vapeur d'eau, les expériences mettent hors de doute la valeur élevée de son pouvoir inducteur, valeur très différente de celle que l'on déduirait des mesures d'indices dans le spectre visible : le rapport des réfractions lumineuses pour la vapeur et l'air $\frac{N^2 - 1}{N_0^2 - 1}$ est 0,88; le rapport correspondant pour les pouvoirs inducteurs $\frac{K - 1}{K_0 - 1}$ est environ dix-huit fois plus grand Ce désaccord entre la valeur de K correspondant aux ondes électriques et la valeur de N^2 correspondant aux ondes optiques pouvait se prévoir d'après les études faites par

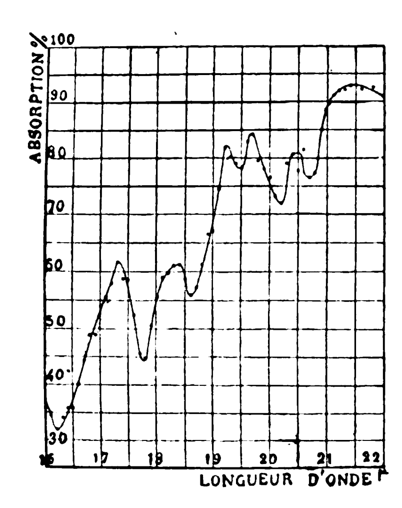


Fig. VI.

Rubens dans le spectre infra-rouge. Ces mesures (*Ber. d. deut. phys. Ges. 1916, p. 157*) ont montré que l'absorption de la vapeur d'eau passe dans cette région par une série extraordinairement complexe de maxima et de minima; la figure VI montre l'absorption par une couche de vapeur d'eau de 32 centimètres à la pression atmosphérique et à 125° c., entre $\lambda = 16\ \mu$ et $\lambda = 22\ \mu$, il y a six maxima. Pour des longueurs d'onde plus grandes, Rubens trouve des maxima d'absorption vers 50 μ, 66 μ, 79 μ, 103 μ, etc. (*Sitz. ber. d. Akad. Wiss. Berlin 1913, p. 549*). A ces maxima d'absorption doivent correspondre des anoma-

lies d'indice et aucune continuité ne doit exister entre le spectre optique et le spectre hertzien.

Nos mesures actuelles ne sont pas encore assez nombreuses pour permettre d'appliquer une loi des mélanges et déduire, de mesures faites sur l'air humide, le pouvoir inducteur de la vapeur d'eau seule, à la température ordinaire. Elles montrent cependant que l'influence de l'humidité sur le pouvoir inducteur d'un gaz est considérable : vers 20° le rapport des différences diélectriques $K - 1$ pour l'air saturé d'humidité et $K_0 - 1$ pour l'air sec est de l'ordre de 1,3; la vapeur d'eau fait ainsi varier $K_0 - 1$ de 30 p. 100.

DELCELIER, GUINCHANT et HIRSCH.

NOTE SUR UN PROCÉDÉ DE MODULATION DES ÉMETTEURS A LAMPES

Par le capitaine du génie CAILLAT

SOMMAIRE. — Dans cette note, l'auteur décrit un nouveau procédé de modulation qu'il appelle « modulation par dérivation du courant grille ». Ce procédé, utilisé notamment au poste militaire de Tunis pour l'émission de radio-concerts, présente plusieurs avantages énumérés ci-dessous.

Dans le numéro de novembre 1925 de *l'Onde Électrique*, M. Pierre David, ingénieur de la Radiotélégraphie militaire, décrit un procédé nouveau de modulation des émetteurs à lampes, qui présente de sérieux avantages d'économie sur les deux procédés habituellement utilisés.

Nous nous trouvons donc en présence de trois procédés de modulation.

Le premier, dit à courant constant, permet une modulation excellente, mais il est très onéreux, parce que le nombre des lampes modulatrices doit être au moins égal, sinon supérieur, au nombre des lampes oscillatrices.

Le deuxième, imaginé par M. Beauvais, offre sur le précédent l'avantage d'être plus économique, mais il a l'inconvénient de nécessiter une batterie spéciale pour le chauffage de la lampe modulatrice, batterie très bien isolée du sol, puisque portée au potentiel haute fréquence de grille des lampes oscillatrices.



Le troisième, décrit par M. David, a sur le premier l'avantage de l'économie, sur le deuxième l'avantage de la suppression de la batterie séparée, mais il présente l'inconvénient de nécessiter une self induction suffisamment forte, susceptible d'être traversée par le courant total de plaque des lampes oscillatrices et modulatrices, le courant grille des oscillatrices, et présenter en même temps une résistance suffisante pour abaisser le potentiel des grilles oscillatrices pour améliorer le fonctionnement du poste, condition difficilement réalisable pour les grosses installations.

Nous nous proposons de décrire ici un quatrième procédé de modulation des émetteurs à lampes que nous avons appelé par *dérivation du courant grille.*

Il réunit les avantages suivants :

1° Pas de batterie séparée;

2° Economie d'emploi de lampes;

3° Simplicité et facilité de réglage plus grandes;

4° Adaptation immédiate sur un émetteur quelconque.

En voici la description :

Considérons une lampe oscillatrice O, suivant un montage quelconque. Une résistance R_1 abaisse le potentiel de la grille et la rend

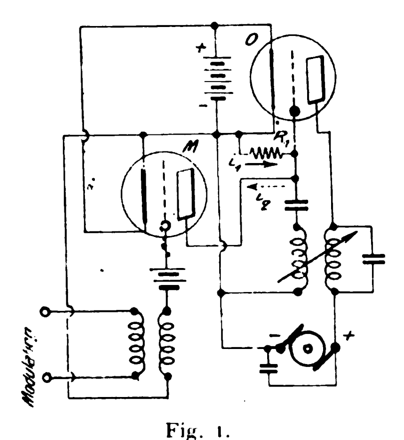


Fig. 1.

négative; en l'absence d'oscillations la résistance R_1 n'est traversée par aucun courant. Quand les oscillations sont accrochées, la grille est portée à un potentiel alternatif de haute fréquence et les alternances positives déterminent un courant i_1 qui traverse la résistance dans le sens de la flèche.

Considérons d'autre part une lampe M chauffée par la même batterie que la lampe O ; sur la grille de cette lampe nous ferons agir,

par l'intermédiaire d'un transformateur ou d'un amplificateur quelconques, la source de modulation ou le micro. Réunissons d'autre part la plaque de cette lampe M à la grille de la lampe O. Quand la lampe O oscille, une partie i_2 du courant grille est dérivée à travers la lampe M. Si nous faisons alors agir la source de modulation, la

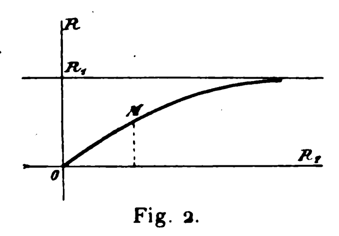


Fig. 2.

résistance interne R_2 de la lampe M va varier et le courant i_2 variera de la même façon. Finalement le potentiel de la grille de la lampe O va varier et les ondes émises seront modulées.

Il faut évidemment que les valeurs relatives de R_1 et R_2 soient déterminées; la résistance totale de grille est dans ce cas :

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}.$$

Si nous donnons à R_2 une valeur quelconque, le point figuratif de R se trouve sur une branche d'hyperbole équilatère asymptote à la droite $R = R_1$, ce qui montre immédiatement que R_2 ne doit pas

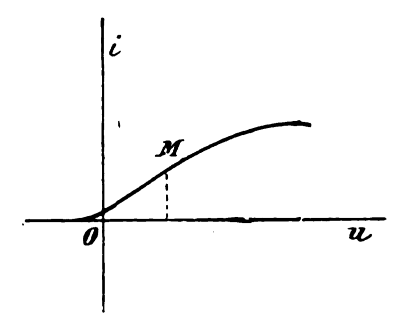


Fig. 3.

être trop grand; les meilleurs résultats ont été obtenus lorsque R_2 est de l'ordre de grandeur de R_1 (un peu inférieure).

Ce procédé de modulation a toutefois le désavantage de ne pas fonctionner sur un poste réglé à son maximum de rendement. En effet, le maximum de rendement est obtenu pour de hauts potentiels

de grille, celle-ci se trouve alors très près d'être saturée et l'examen de la caractéristique de grille montré immédiatement que le point de fonctionnement doit se trouver en M, pour un potentiel moyen de grille. On obtient d'ailleurs immédiatement le réglage optimum en agissant sur le couplage grille-plaque de la lampe O : en particulier sur le poste E.18 de la Radiotélégraphie militaire, ce réglage est immédiat.

Ce procédé de modulation est, on le voit, facilement applicable sur un émetteur quelconque, symétrique ou non : il est utilisé en particulier au poste militaire de Tunis pour l'émission de radioconcerts; les lampes oscillatrices comprennent six tubes E.6; les lampes modulatrices deux lampes TM petit modèle; $R_1 = 9500$ ohms. Avec une puissance plaque de 480 watts (0,3 ampère sous 1600 volts), ce poste est entendu régulièrement dans un rayon de 1000 kilomètres et même davantage (réception à Montgeron et à Troyes). Les deux lampes modulatrices sont précédées d'un amplificateur à résistances à trois étages, le microphone utilisé est un ultra-micro Gaumont. Les données suivantes ont été relevées au cours d'une émission :

	Au repos.	En cours de modulation.
	—	—
Tension plaque.	1600 volts	1600 volts
Courant plaque.	0,3 A	0,2 A
Courant grille	0,020 A	0,010 A
Intensité antenne. . . .	4 A	3 A

A noter, en cours de modulation, une oscillation très nette du thermique d'antenne, pourtant très amorti.

La profondeur de modulation semble donc excellente; le matériel disponible à Tunis n'a pas permis de poursuivre l'étude plus à fond et il serait désirable qu'une étude oscillographique comparative soit entreprise.

M. Caillat.

Nota. — Les émissions radiotéléphoniques du poste militaire de Tunis ont lieu sur 1400 mètres le mercredi de 19 h. 30 à 21 heures T. M. G. et le samedi de 17 heures à 18 heures T. M. G.



L'ÉMISSION A FAIBLE PUISSANCE

Par P. COLLARD

Ex-chef de poste au G. Q. G.

SOMMAIRE. — L'exposé suivant a pour but de mettre en évidence l'intérêt qui s'attache aux essais d'émission au moyen de puissances très faibles.

L'auteur indique de quelle façon la plupart des amateurs de T. S. F. pourraient collaborer à ces essais qui, bien que faciles à certains points de vue, peuvent donner des indications précieuses pour l'organisation des liaisons dans une armée en campagne.

Les résultats obtenus par les amateurs émetteurs sont trop connus pour qu'il soit nécessaire de les rappeler en détail. Des liaisons ont été réalisées sur des distances considérables par des postes d'amateurs et, actuellement, l'expérience acquise permet à un opérateur adroit et exercé de communiquer avec l'Amérique ou la Nouvelle-Zélande au moyen d'un montage simple et en utilisant une puissance relativement faible.

On reproche toutefois à ces liaisons de manquer encore de stabilité et, par conséquent, de sécurité, et cette importante question fait l'objet d'études attentives, car de sa solution dépend l'application au trafic commercial des procédés employés par les amateurs.

On conçoit que l'étude de cette question soit attachante, étant donnée l'économie considérable que l'on réaliserait au point de vue des frais d'installation et des dépenses d'énergie si l'on pouvait remplacer par des émetteurs à ondes courtes les postes commerciaux existants qui travaillent sur grandes ondes et avec des puissances importantes.

C'est en se plaçant à ce point de vue que M. le D[r] Corret recommandait aux amateurs de s'attacher dorénavant à la stabilité et à la sécurité des liaisons plutôt que de chercher à réaliser des performances accidentelles.

A côté de ces recherches, orientées vers l'application, au trafic commercial à grandes distances, des émetteurs à courte longueur d'onde, il y a un champ d'expériences extrêmement intéressant à explorer : c'est l'étude des liaisons à petite distance au moyen de puissances très faibles.

Par petites distances, il faut entendre des distances ne dépassant pas cinquante kilomètres. Quant aux puissances à mettre en jeu, elles seraient aussi faibles que possible, de quelques dixièmes de watts à quelques watts. Le chiffre de cinq watts est un large maximum.

A première vue, cet ordre de recherches semble présenter relativement peu d'intérêt. On peut supposer, par exemple, que les postes à étincelle, comme ceux utilisés aux Armées, suffisent aux besoins pour les liaisons à très courte distance.

Pourtant, sauf pour les cas où l'émission amortie est précieuse à cause précisément de son manque de syntonie, l'émission par lampe, outre qu'elle permet l'utilisation de moyens d'alimentation peu encombrants, rend possible les liaisons radiotéléphoniques.

Les postes à lampes utilisés aux Armées pendant la guerre fonctionnaient sur des longueurs d'ondes relativement grandes, mais la T. M. a étudié plus récemment d'autres dispositifs destinés à assurer les liaisons des avions avec les postes à terre par exemple, ou les liaisons d'un poste de commandement avec les unités qui dépendent de lui.

Il y a lieu de penser que des progrès appréciables peuvent encore être réalisés tant au point de vue du rendement qu'au point de vue de la simplification des appareils, de façon à rendre leur emploi plus commode et à diminuer leur prix de revient, mais un résultat ne peut être espéré qu'au prix de nombreux essais et d'expériences répétées.

Or, les amateurs peuvent fournir une collaboration précieuse aux travaux orientés dans cette voie.

En effet, ces recherches présentent de nombreux attraits pour les amateurs, car, étant données les faibles puissances utilisées, les essais peuvent être effectués avec des dispositifs simples et peu coûteux.

D'autre part, le programme d'un essai est facile à régler : il suffit de s'entendre avec quelques amateurs habitant les environs immédiats, puisque les portées envisagées sont inférieures à 50 kilomètres.

Les radios-clubs régionaux constituent un excellent organe de liaison entre les amateurs désirant se livrer à cette étude intéressante. La collaboration de nombreux amateurs récepteurs est facile à obtenir, et les résultats peuvent être rapidement centralisés. Le plus souvent même, les échanges de vues peuvent avoir lieu de vive voix, lors d'une réunion.

Ceux qui ont fait des essais de portée à longues distances savent quels obstacles considérables constituent les difficultés de recrutement des collaborateurs et la lenteur des échanges de vues par correspondance. C'est au point que M. Léon Deloy, l'amateur bien connu, n'a pas hésité à entreprendre le voyage aux États-Unis pour avoir une entrevue avec ses correspondants éventuels.

Ces difficultés, qui limitaient les chances de réussite rapide, sont réduites au minimum dans les essais à faible puissance et faibles por-



tées, puisque ces essais sont caractérisés par l'emploi de dispositifs simples, le recrutement aisé des collaborateurs nécessaires, la centralisation rapide des observations des différents expérimentateurs et la facilité des échanges de vues qui sont ainsi aussi complets que possible.

Malgré la modestie apparente du but poursuivi, on peut attendre des résultats féconds des essais entrepris dans ces conditions. Un poste émetteur qui posséderait au maximum les qualités recherchées trouverait de nombreuses applications, notamment pour certaines liaisons dans une armée en campagne.

Les qualités de cet émetteur devraient être recherchées dans un ordre préférentiel qui pourrait, semble-t-il, être le suivant :

1° Stabilité et sécurité des liaisons;

2° Réduction de la puissance d'alimentation;

3° Facilité d'installation pour la mise en service.

La stabilité et la sécurité des liaisons est en effet la qualité primordiale à exiger d'un poste à faible portée.

La réduction de la puissance d'alimentation entraîne la réduction du poids et de l'encombrement des appareils, propriété particulièrement appréciable dans un poste d'avion, par exemple.

La facilité d'installation pour la mise en service peut avoir plus ou moins d'importance suivant la nature du service que doit assurer le poste. Dans le cas d'un poste de campagne, par exemple, il est évident qu'un émetteur à cadre sera à préférer à un émetteur nécessitant l'installation d'une antenne, à la condition, naturellement, que l'émetteur le plus simple possède en outre des qualités au moins égales à celles de l'émetteur sur antenne, notamment au point de vue de la réduction de la puissance et surtout au point de vue de la sécurité et de la stabilité des liaisons.

La réunion de la plupart des éléments des essais à entreprendre étant extrêmement facile, ces essais pourront être suffisamment nombreux pour que leurs résultats puissent être considérés comme concluants.

P. Collard,
Ex-chef de poste au G. Q. G.



Union Radiotélégraphique Scientifique Internationale

Diagramme des champs électriques mesurés à Meudon pendant le quatrième trimestre 1925.

Les diagrammes ci-après donnent les champs électriques, en microvolts par mètre, de Bordeaux (LY), Nantes (UA), Rocky Point (WQL), Rome (IDO) et Leafield (GBL). Ces éléments ont été mesurés à Meudon par la méthode indiquée au n° 1 de *l'Onde Electrique* (janvier 1922).

Les résultats des mesures précédentes sont contenus dans les numéros 10, 17, 22, 25, 31, 35, 37, 44, 48 et 52.

Les figures 6 et 7 donnent les moyennes mensuelles pour 1925 des champs électriques, en microvolts par mètre, produit à Meudon par LY, UA, GBL, IDO, WQL. On remarquera la diminution très sensible de cette moyenne pour LY dans les mois de juin et juillet, époque pendant laquelle les mesures se font de jour.

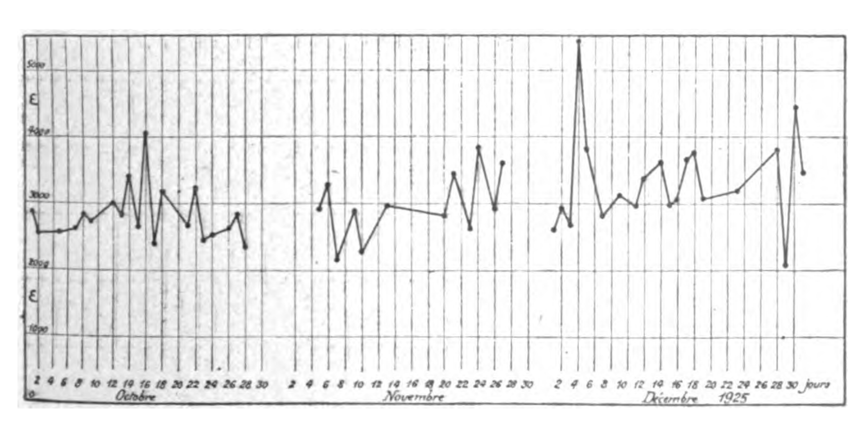


Fig. 1. — Nantes (UA) $\lambda = 9.000^m$ $I_m = 280$ A.

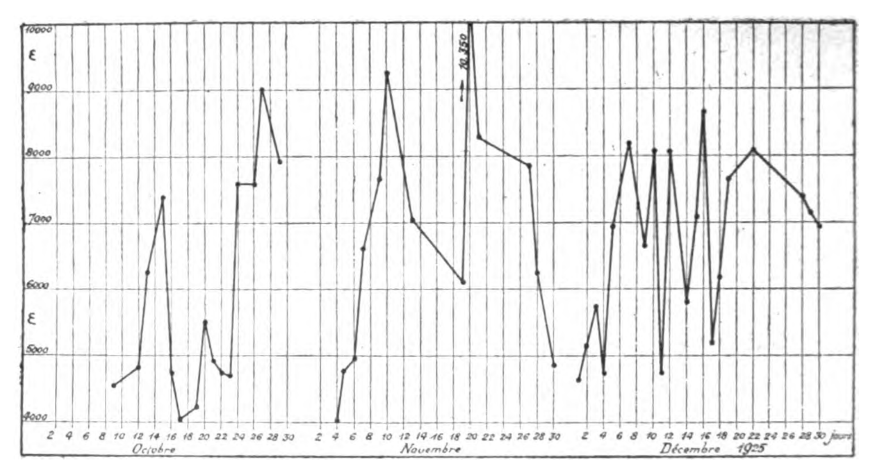


Fig. 2. — Lafayette (LY) $\Lambda = 18.900^m$ $I_m = 480$ A.

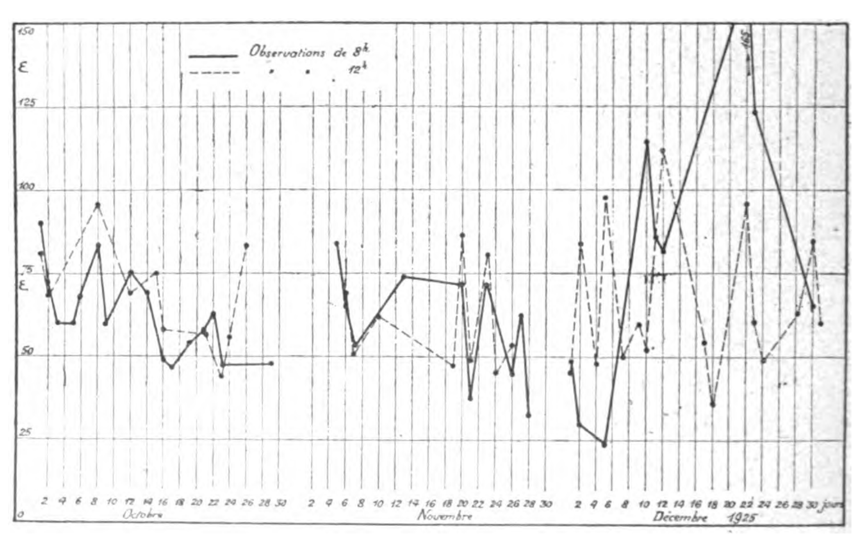


Fig. 3. — Rocky Point (WQL) $\Lambda = 17.610^m$ $I_m = 680$ A.

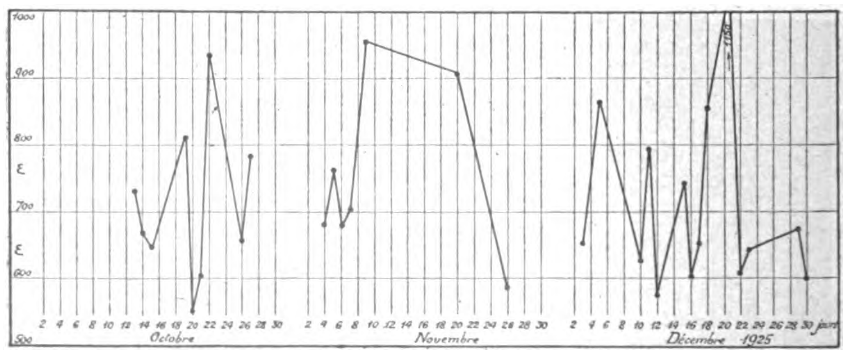


Fig. 4. — Rome (IDo) $\Lambda = 10.850^m$ $I_m = 100$ A.

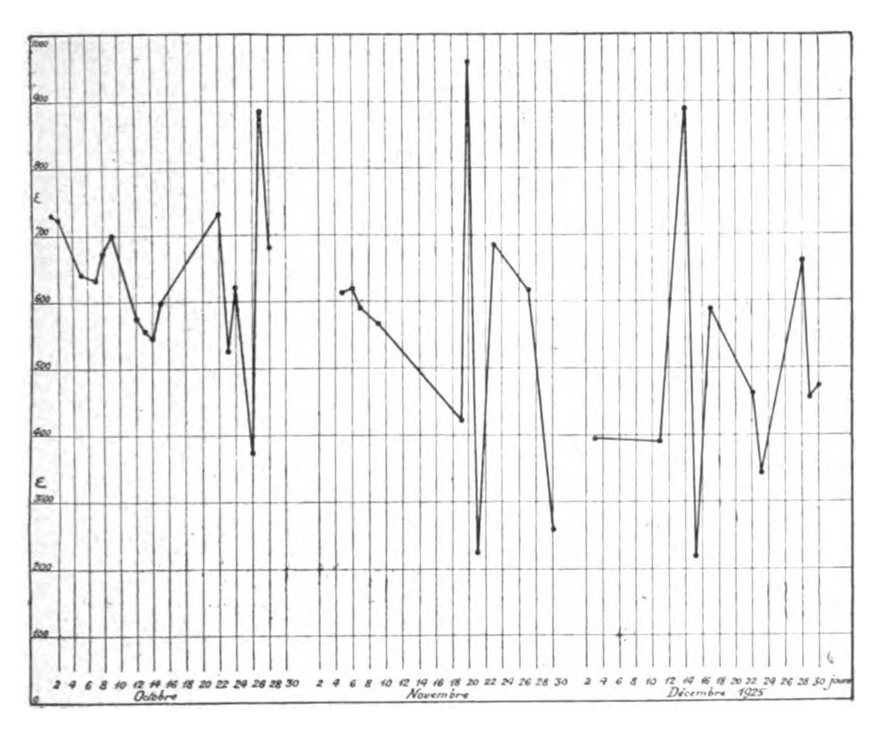


Fig. 5. — Leafield (QBL) $\Lambda = 12.350^{m}$ $I_{m} = 210$ A.

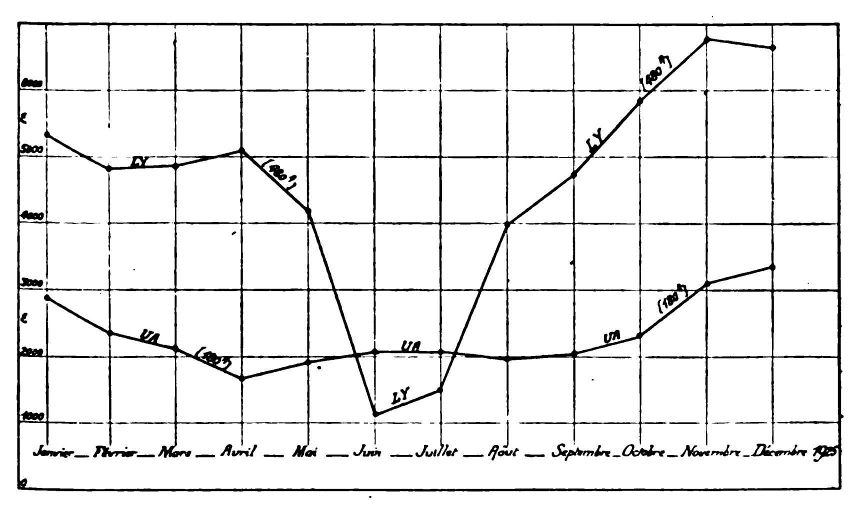


Fig. 6. — Moyennes mensuelles du champ électrique ε, en microvolts par mètre, produit à Meudon par les postes Lafayette (LY), Nantes (UA), Leafield (QBL). — Année 1925.

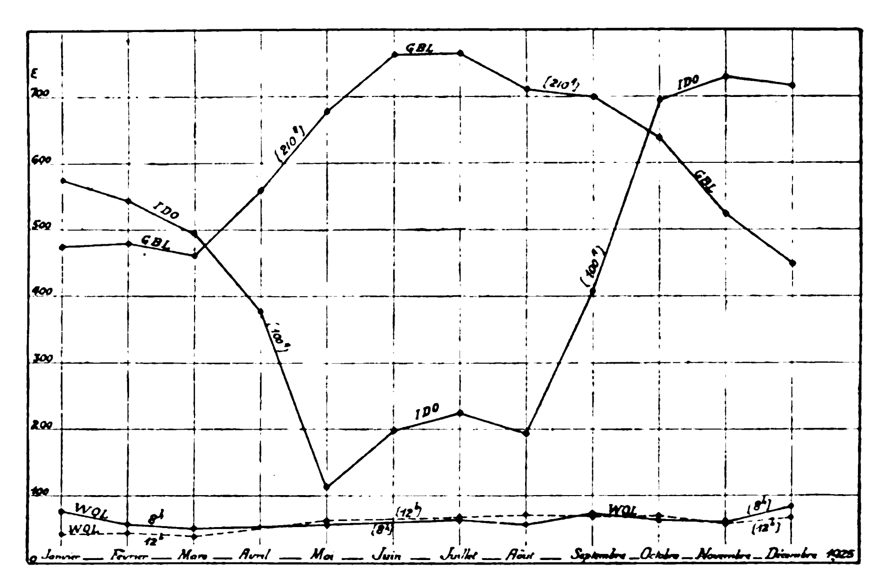


Fig. 7. — Moyennes mensuelles du champ électrique ε, en microvolts par mètre produit à Meudon par les postes Rocky Point (WQL) et Rome (IDO). — Année 1925.

LA RÈGLE A CALCULS DU RADIOÉLECTRICIEN

L'Exposition de Physique qui s'est tenue les 8 et 9 avril a offert aux techniciens et amateurs de T. S. F. une nouveauté intéressante : la règle à calculs du radioélectricien.

Cette règle, établie par M. Fromy, ingénieur à l'E. C. M. R., et construite par les Établissements Tavernier-Gravet, est l'analogue de la règle des électriciens et peut, comme elle, rendre des services appréciables aux usagers de la T. S. F.

Elle a été établie de façon à permettre tous les calculs habituels et, en outre, certaines opérations courantes de l'industrie radioélectrique :

1° Résolution de la formule de Thomson;

2° Conversion des longueurs d'onde en fréquences et réciproquement;

3° Résolution de la formule de Nagaoka pour le calcul d'une bobine de self-inductance ronde ou carrée, en fonction de ses données géométriques;

4° Calcul des longueurs d'onde de battement.

Elle comporte 11 échelles numérotées A, B, C, D, E, F, G, H, I, J, K et L affectées respectivement aux usages suivants :

Echelle	Opérations ordinaires	Opérations spéciales à la T. S. F.
A E		Calcul des longueurs d'onde de battement.
B		Echelle des capacités pour la formule de Thomson.
D	Carrés	Formule de Thomson : valeur de la self. Calcul d'une bobine { valeur de la self / diamètre ou côté.
F	Multiplication-Division	
G	Multiplication-Division	Formule de Thomson : longueur d'ondes. Calcul d'une bobine : nombre de spires.
H		Echelle des fréquences.
I	Logarithmes	
J		Calcul d'une bobine : rapport $\frac{D}{l}$ ou $\frac{E}{l}$.
K	Tangentes	
L	Sinus	

Les unités adoptées pour la graduation des échelles sont celles que l'on rencontre habituellement dans la pratique : millimicrofarad, millihenry, kilomètre, kilocycle, centimètre; mais il est très facile de passer de ces unités à d'autres, qui soient des multiples ou des sous multiples, par simple déplacement de virgule.

Le mode d'emploi, tel qu'il ressort de la notice du constructeur, peut se résumer comme suit :

Opérations ordinaires. — Les opérations ordinaires (multiplications, divisions, élévations aux puissances; calculs des logarithmes, sinus et tangentes) se font par les méthodes habituelles à l'aide des échelles D, F, G, I, K et L.

Formule de Thomson. — Faire le produit $C \times L$ à l'aide des échelles B et D et lire la longueur d'onde sur l'échelle G ou la fréquence sur l'échelle H. Exprimer C en millimicrofarads et L en millihenrys. Lire la longueur d'onde en kilomètres et la fréquence en kilocycles. Pour les valeurs de L et de C extérieures aux limites des échelles, les y ramener en mul-

tipliant le produit LC par une puissance *paire* de 10 appropriée (10^{2n}). Multiplier ensuite la longueur d'onde par 10^n ou la fréquence par $\frac{1}{10^n}$.

Calcul d'une bobine circulaire. — Ce calcul se fait par la formule de Nagaoka : $L = k\,n^2 D$ valable pour les bobines en fil rond, enroulé en hélice ou en spirale plate à spires jointives sur une carcasse cylindrique.

Se donner :

Le diamètre moyen du bobinage D en centimètres ;

La longueur du bobinage l en centimètres ;

Le nombre de spires n en centaines de spires.

1° Placer le 10 de l'échelle F en regard de n lu sur l'échelle G.

2° Placer le curseur D, lu sur l'échelle D.

3° Faire glisser la réglette jusqu'à amener le repère de l'échelle J, marqué r (bobine ronde) sur l'encoche de gauche, en face de la valeur du rapport $\frac{D}{l}$ lu sur l'échelle J.

4° Lire la self en millihenry sous le curseur sur l'échelle D.

Si on sort de la règle, effectuer les mêmes opérations en se servant du 1 de l'échelle F au lieu du 10, et du repère r de l'encoche droite au lieu du repère analogue de l'encoche gauche.

Si les caractéristiques imposées sortent des limites des échelles, les y ramener en les multipliant par une puissance de 10 appropriée (10^n). Multiplier ensuite le résultat par 10^n ou 10^{2n} suivant qu'il s'agit de D ou de n.

Calcul d'une bobine carrée. — Mêmes opérations que pour la bobine circulaire, mais en remplaçant le diamètre moyen D par le côté moyen E et en faisant usage des repères marqués C (bobine carrée) au lieu des repères marqués r.

Longueur d'onde de battement. — Ce calcul se ramène à celui d'une différence de fréquences et s'effectue à l'aide des échelles A et E graduées directement en longueurs d'onde.

Placer en regard sous le curseur les valeurs des deux ondes incidentes. Lire l'onde de battement sur l'échelle la plus longue en regard de l'extrémité droite de l'échelle la plus courte. L'unité de longueur d'onde est arbitraire.

Conversion des longueurs d'onde en fréquence. — Lire la longueur d'onde en kilomètres sur l'échelle G et la fréquence en kilocycles sur l'échelle H.



SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Liste des nouveaux sociétaires

MM. Guérin (Jean), **lieutenant du génie, 19 *bis*, rue Sainte-Adélaïde, Versailles.**
Satizelle (Serge), **6, rue Marie-Laure, Bois-Colombes (Seine).**
Galvin (Paul), **ingénieur, 5, rue Armand-Gauthier, Paris-18e.**
Rouge (Eugène), **ingénieur A. et M. et E. S. E., 39, rue de l'Arbalète, Paris-5e.**
Houde (André), **colon agriculteur, Aïn-el-Asker (Tunisie).**
d'Utruy (Henri), **ingénieur des Mines, 1, avenue de Friedland, Paris-8e.**

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ORDINAIRE

Réunion du 21 avril 1926.

La séance est ouverte à 8 h. 45 sous la présidence de M. J.-B. Pomey.

Le trésorier, M. Atthalin, empêché, s'était fait excuser et son rapport est lu par le secrétaire général.

Rapport du Trésorier.

Messieurs,

Nous avons l'honneur de vous présenter la situation financière de notre Société pendant l'exercice écoulé.

L'état des recettes et dépenses de l'année 1925 s'établit comme suit :

RECETTES

Versements des membres bienfaiteurs.. . . .	2.000 »	
Versements des membres à vie	375 »	
Soit pour l'ensemble des membres bienfaiteurs et à vie . .		2.375 »
Cotisations annuelles.		28.726 80
Recettes diverses.		18.799 55
Soit au total.		49.901 35

DÉPENSES

Publications	23.469 50
Frais de réunion	3.563 60
Subventions	3.000 »
Frais généraux et divers	5.186 65
Soit au total.	35.219 75

En vertu de l'article 12 des statuts, le fonds de réserve correspondant aux versements des membres bienfaiteurs et à vie doit être placé au nom de la Société en rentes nominatives sur l'État ou des Chambres de commerce des départements, des colonies et protectorats français.

En conséquence, nous avons prélevé 2.375 francs qui ont servi à l'achat de 160 francs de rente 5 °/₀ amortissable.

La mise au nominatif a été demandée.

L'excédent des recettes sur les dépenses après le prélèvement ressort à 12.306 fr. 60.

Ce montant, auquel vient s'ajouter le solde disponible de l'année précédente, élève le report à nouveau à 30.009 fr. 40.

Le bilan au 31 décembre 1925 s'établit donc comme suit :

ACTIF

Frais de constitution.		1 »
Portefeuille : au 31 décembre 1924	16.488 90	
Achat du 19 mars 1926	2.380 80	18.869 70
Comptes courants fin 1925	28.283 »	
Débiteurs divers..	4.161 50	32.444 50
		51.315 20

PASSIF

Réserve statutaire : au 31 décembre 1924. . .	16.550 »	
— au 31 décembre 1925. . .	2.375 »	18.925 »
Créanciers divers (achat de rente).		2.380 80
Report à nouveau (1925).	12.306 60	
— (1924).	17.702 80	30.009 40
		51.315 20

La parole est ensuite donnée à M. Jouaust, commissaire aux comptes, qui lit le rapport rédigé d'accord avec M. Driencourt.

Rapport des Commissaires aux comptes.

Messieurs,

Nous avons procédé à l'examen et à la vérification des écritures de la comptabilité en nous faisant présenter tous documents à l'appui afin de pouvoir reconstituer les éléments de chacun des chapitres du bilan.

De ces écritures, il ressort que le 31 décembre 1925, l'excédent des recettes sur les dépenses s'élevait à 12.306 fr. 60.

Sous réserve de l'approbation de votre Assemblée, les situations active et passive de la Société s'établissaient, au 31 décembre 1925, de la façon suivante :

ACTIF

Frais de constitution		1 »
Portefeuille : au 31 décembre 1924	16.488 90	
Achat du 19 mars 1926	2 380 80	18.869 70
Comptes courants fin 1925	28.283 »	
Débiteurs divers	4.161 50	32 444 50
		51.315 20

PASSIF

Réserve statutaire : au 31 décembre 1924	16.550 »	
— au 31 décembre 1925	2 375 »	18 925 »
Créanciers divers (achat de rente)		2.380 80
Report à nouveau (1925)	12.306 60	
— (1924)	17.702 80	30.009 40
		51.315 20

La Société possède donc un portefeuille de 18.869 fr. 70 et reporte à nouveau et en sus une somme de 30.009 fr. 40.

D'autre part, dans le total de 32.444 fr. 50 porté à l'actif sous le titre « débiteurs divers » figure une somme de 28.283 francs déposée en banque.

Notre Société poursuit donc son développement normal et sa situation financière est excellente. Nous sommes heureux de le constater et d'adresser en votre nom des remerciements à notre trésorier et à son secrétaire pour le soin avec lequel il a accompli sa tâche dont nous tenons à signaler l'importance.

Nous vous proposons de donner votre approbation au bilan et aux comptes de l'exercice 1925 tels qu'ils vous sont soumis par le Conseil d'administration.

L'approbation des comptes est alors votée à mains levées.

Le secrétaire général donne ensuite lecture du rapport général de l'exercice 1924.

Rapport général de l'Exercice 1925.

Messieurs,

Nous avons l'honneur de vous soumettre l'exposé de notre gestion pendant l'exercice écoulé.

Fidèles aux principes suivis jusqu'ici par notre Société, nous avons

pris soin de conserver à nos travaux leur caractère purement technique, tant en favorisant les communications et publications qui possèdent ce caractère, qu'en évitant avec soin toute intrusion dans d'autres domaines. Non que nous ne reconnaissions l'intérêt pour le développement de la radioélectricité de beaucoup d'autres sujets d'étude ou de préoccupations; mais nous tenons à conserver un programme net et suffisamment restreint pour que nous puissions l'appliquer efficacement : « Qui trop embrasse mal étreint. »

***

Depuis la fondation de notre Société nous n'avons cessé d'encourager les discussions en séance; tout en animant nos réunions, elles constituent le meilleur moyen d'apporter la lumière sur les sujets difficiles. Les progrès sont lents dans cette voie, mais ils existent et vous vous en réjouirez avec nous.

Nous nous permettons d'insister encore pour que chacun, en venant aux réunions, réfléchisse aux questions qu'il va entendre exposer, qu'il suive de très près les conférenciers et qu'il les mette ensuite sans pitié sur la sellette.

C'est le cas en particulier pour ces conférences de documentation dont nous devons l'idée au général Ferrié et qui nous paraissent avoir rencontré le meilleur accueil. Nous nous proposons de continuer ces conférences avec régularité; après que tous les sujets principaux auront été mis au point, il suffira chaque année de revoir ceux d'entre eux qui auront donné lieu à des progrès particuliers; cela nous permettra de rendre aux communications spéciales la place importante qu'elle doivent avoir dans nos travaux.

***

Vous venez d'entendre les rapports des commissaires aux comptes et du trésorier. Notre situation financière peut paraître avantageuse; elle le serait, en effet, si la situation économique générale ne réduisait à presque rien le fonds de garantie que nous avons cherché à constituer depuis quatre ans pour avoir au moment opportun les coudées franches. La Société ne serait pas riche; mais ayant su proportionner ses besoins à ses ressources, elle serait — permettez-moi cette expression maritime — largement au vent de sa bouée.

Malheureusement la baisse du franc augmente sans cesse l'importance de nos charges et de ce fait notre budget de dépenses pour l'année 1926 va s'accroître sensiblement; il augmentera encore par suite de la nécessité où nous met le développement de notre Société

d'avoir un agent attitré et de chercher un logement pour notre secrétariat. Nous nous sommes donc vus dans l'obligation de suivre la voie générale et de vous demander le vote d'une augmentation des cotisations.

***

Vous savez les relations amicales que nous entretenons avec les autres sociétés de T. S. F. : la Société Française d'Etudes et le Radio Club. Nous avons également établi des liens avec le Comité International de T. S. F. qui s'occupe surtout de questions juridiques et avec la Société Française des Electriciens; nous aurons le mois prochain une séance commune avec cette Société.

Vous voyez qu'en respectant jalousement les limites que nos fondateurs ont tracées à notre activité, nous ne nous isolons pas dans notre tour d'ivoire.

Aussi espérons-nous que l'organisation de nos efforts continuera à porter ses fruits.

Ce rapport est approuvé à main levée.

Le président prononce l'allocution suivante :

Allocution du Président sortant.

Messieurs,

Je me fais votre interprète en remerciant notre Secrétaire général; c'est lui notre cheville ouvrière Il a su provoquer les communications et les maintenir à un niveau scientifique élevé. Son travail, tout altruiste, est méritoire.

Nul ne pouvait, mieux que lui, s'acquitter de cette tâche.

Ancien élève de navale, puis officier de l'École marine, professeur d'un cours scientifique du Borda, membre du corps des professeurs d'hydrographie, il a représenté la Marine à la télégraphie militaire.

Il a abordé en maître trois spécialités : la radiogoniométrie, l'étude de la propagation, les ondes courtes.

Je citerai la mesure des signaux U R S I, les expériences de l'Exposition de physique et de T. S. F., la construction du poste de grande puissance, 5 kilowatts, en ondes courtes, qui communique avec Djibouti, la radiophonie à ondes très courtes, à quelques kilomètres, l'étude des ondes extra courtes dirigées, pour remplacer l'optique.

Sans doute nous n'avons garde d'oublier le commandant Julien et ses collaborateurs.



Mais nous devons nous estimer heureux d'avoir un secrétaire général tel que M. Mesny. A lui, tous nos remerciements.

Messieurs, j'ai dû l'honneur de vous présider à l'existence du poste des P. T. T. dont on a célébré avec éclat l'anniversaire; qu'il me soit permis de combler une omission, en disant que c'est à l'énergique initiative de M. l'inspecteur général Dennery, que revient l'honneur de cette fondation. Et puisque j'ai parlé des postes des P. T. T., j'apporterai à M. Lucien Lévy pour les autres postes l'hommage de notre reconnaissance, en témoignage de son assistance scientifique et industrielle et de son désintéressement.

Je passe la présidence à M. Brylinski. L'usage veut qu'on ait tour à tour au fauteuil un savant, un fonctionnaire, un industriel. M. Brylinski a été fonctionnaire comme ingénieur des télégraphes, il est le porte-parole autorisé de l'industrie électrique, enfin c'est un vrai savant; en lui vous trouverez réunies trois qualités qui sont d'ordinaire successives.

M. Brylinski, nouveau président, prononce ensuite l'allocution suivante :

Allocution du nouveau Président.

Mesdames, Messieurs,

Malgré mon désir de ne pas allonger cette séance, je ne puis résister au besoin de vous exprimer ma vive gratitude pour le très grand honneur que vous m'avez fait en m'appelant à présider vos séances pendant l'exercice qui s'ouvre aujourd'hui.

Ce n'est, d'ailleurs, pas sans quelque appréhension que je me vois à la place des éminents présidents qui m'ont précédé à ce fauteuil. Pour ne citer que M. l'inspecteur général Pomey, qui vient de m'inviter si aimablement à lui succéder, vous savez tous qu'il n'est pas seulement un savant éminent, mais un très haut fonctionnaire d'une expérience approfondie; je ne saurais prétendre à rivaliser avec lui en ces matières et il y aurait quelque présomption de ma part à entreprendre son éloge dans le détail. Mais, pour ce qui me concerne, M. Pomey est plus que ce que je viens de dire; c'est aussi un très vieil ami, et c'est *un homme* dans toute la force du terme.

Il y a trente-quatre ans déjà nous avons eu l'occasion d'accomplir ensemble une mission qui nous a permis de travailler en commun pendant une période assez longue. Nous avons noué à ce moment une amitié qui ne s'est jamais démentie, malgré les longues séparations que nous a imposées le cours de nos carrières respectives. C'est ainsi

que j'ai eu maintes occasions de constater que mon ami Pomey n'est pas seulement un grand savant et un fonctionnaire très expérimenté, mais aussi un homme dont le niveau moral dépasse notablement la moyenne; lorsqu'il a une détermination à prendre, il consulte sa conscience, et aucune considération d'intérêt personnel ne prévaut chez lui contre la voix de la conscience. A mon sens, c'est là le plus bel éloge qu'on puisse faire d'un homme, non que les honnêtes gens soient rares, — je considère, au contraire, qu'ils sont en grande majorité, — mais le sentiment du devoir, qui existe au fond de tout être humain, donne une beauté morale vraiment exceptionnelle à ceux qui le mettent en pratique à un degré aussi éminent que votre Président sortant.

C'est l'amitié que veut bien me témoigner M. Pomey qui me permet de prendre possession de ce fauteuil sans excès d'appréhension. Je compte, en effet, fermement qu'il voudra bien m'apporter, chaque fois qu'il en sera besoin, le concours de son expérience et l'appui de son autorité morale.

Je compte aussi, je tiens à le dire sans tarder davantage, sur un autre concours qui me sera particulièrement précieux, celui du Secrétaire général de votre Société, M. Mesny. L'œuvre scientifique de M. Mesny est trop connue de tous pour qu'il soit utile d'en parler ici; mais il est une autre tâche moins connue, c'est la tâche relative à l'administration de votre Société, que j'ai pu suivre plus particulièrement depuis un an et dont votre Secrétaire général s'acquitte avec un dévouement et une compétence dignes des plus grands éloges. Autant il me paraîtrait difficile d'exercer la présidence sans le concours de M. Mesny, autant je me sens tranquillisé par la conviction que ce concours inappréciable est acquis à votre Société pour longtemps encore.

Enfin, si c'est pour moi un motif de modestie de plus de voir que l'éminent Président de l'Académie des Sciences, M. Lallemand, va être appelé par vous à présider l'an prochain votre Société, c'est également un grand réconfort, et une garantie que le caractère scientifique de votre Société, qui a été si bien mis en lumière par votre Secrétaire général dans son rapport annuel et dont le maintien est indispensable à son existence, ne subira aucune atteinte. J'ai la plus entière confiance que, grâce au concours actif de tous ses membres, la Société des Amis de la T. S. F. se dirige d'un pas assuré vers les destinées les plus prospères.

La parole est ensuite donnée à M. Chireix pour sa communication sur « Les Ondes courtes ».

RÉUNIONS DE MAI

MARDI 11 MAI 1926, A 20 H. 45

Salle de la Société d'Encouragement à l'Industrie Nationale,

44, RUE DE RENNES, 44

3e Conférence de documentation par M. R. Mesny.

La propagation des ondes courtes.

Faits d'observation. — Portée considérable des ondes courtes. Influence de la nuit et des saisons. Influence de la puissance à l'émission. Zones de silence. Evanouissement.

Théories. — Ionisation de la haute atmosphère. Agents ionisant : hypothèses et calculs sur leurs effets. Réflexion et absorption des ondes : théories de Larmor et de Nichols et Schelleng. Influence théorique du champ magnétique terrestre. Explication approximative des phénomènes.

Expériences et critique. — Franges d'interférence. Inclinaison du champ au sol. Expériences d'Appleton et de Pickard. Critique.

Projections.

MERCREDI 19 MAI 1926, A 20 H. 45

4e Conférence de documentation par M. R. Bureau

Les atmosphériques.

Méthodes d'observation et instruments de mesure. Résultats, variations périodiques, influences diverses (longueur d'onde, altitude, situation géographique). Influences météorologiques, classification, causes météorologiques. Théories, origine et portée des atmosphériques. Projections.

Dates des séances ultérieures :

Mercredi 16 juin 1926;
Mardi 6 juillet 1926.

INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Examen d'aptitude à l'emploi de radiotélégraphiste de bord. — Une session d'examen aura lieu à Saint-Nazaire, les 1er et 2 juin, Chambre de commerce ; à Paimpol, les 8 et 9 juin, École nationale de Navigation maritime; à Paris, les 15, 16 et 17 juin, Direction de la T. S. F., 5, rue Froidevaux ; à Saint-Malo, les 22 et 23 juin, École nationale de Navigation maritime.

Les candidats devront être munis de papier, porte plume et encre.

L'examen commencera à 9 heures.

Les dossiers des candidats, *complets* et *réguliers* constitués *conformément à l'article 10 de l'arrêté du 3 septembre 1925,* devront parvenir 10 jours avant la date fixée pour l'examen au Service de la Télégraphie sans fil, 5, rue Froidevaux, Paris (XIVe). *Passé ce délai, les déclarations de candidatures ne seront plus acceptées.*

Les candidats qui se sont présentés aux examens antérieurs et dont les dossiers sont en instance au Service de la Télégraphie sans fil, transmettront simplement leurs demandes dûment établies sur papier timbré à 2 fr. 40, en rappelant que les autres pièces ont été adressées antérieurement et en indiquant à nouveau la classe du certificat à laquelle ils prétendent. *Ils ne devront pas omettre de renouveler l'extrait du casier judiciaire si la pièce qui existe à leur dossier a plus de deux mois de date.*

Si les candidats sont déjà titulaires d'un certificat de radiotélégraphiste de bord (2e classe A, 2e classe B, écouteur), mention devra en être faite également sur la demande.

3e Conférence de Documentation

TRANSMISSION EN ONDES COURTES [1]

Par H. CHIREIX

Chef du Service Études à la Société Française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — La transmission à grande vitesse sur les ondes courtes a fait naître, depuis quelques années, des espérances qui ne se sont malheureusement que partiellement justifiées.

Si ces ondes n'ont pas permis d'établir des liaisons aussi commerciales que celles réalisées sur ondes longues, elles ont tout de même donné des communications souvent suffisantes et en tous cas complétant d'une façon très intéressante les communications par ondes longues.

Parmi les communications commerciales à ondes courtes, on peut citer : Issy-les-Moulineaux Djibouti, Sainte-Assise Buenos-Ayres, Nauen Buenos-Ayres, New-York Buenos-Ayres, etc.

La mise au point de transmetteurs d'une puissance notable a soulevé un certain nombre de problèmes techniques.

Les grosses difficultés à résoudre étaient :

1° La mise au point de lampes oscillatrices capables de résister aux hautes tensions et aux courants intenses de haute fréquence qui les parcourent.

2° L'élimination des capacités parasites et la réduction des pertes par des montages appropriés, ceci en vue d'accroître la fréquence émise et d'obtenir un bon rendement de l'installation.

3° L'obtention d'une fréquence aussi stable que possible en vue de profiter au plus haut degré des phénomènes de résonance et de permettre notamment la réception hétérodyne.

Ces questions sont exposées ici en détail ainsi que les solutions adoptées par la Société Française Radioélectrique, notamment en ce qui concerne l'obtention d'une fréquence stable.

Enfin, une part assez grande est réservée aux antennes spécialement applicables aux ondes courtes.

Je voudrais spécialement attirer l'attention sur ce point, que les liaisons sur ondes courtes sont beaucoup moins irrégulières qu'on ne le suppose généralement, lorsque l'on dispose d'une puissance et que l'on sait ce que l'on fait, c'est-à-dire que le rendement de l'émetteur est connu, que la pureté de l'émission et la stabilité de sa fréquence sont assurées, que l'antenne émettrice est convenablement choisie et excitée. Beaucoup d'irrégularités apparentes sont dues, bien souvent, à la mauvaise qualité de l'émission.

Grandeurs électriques en ondes courtes. — Il n'est pas nécessaire pour réaliser un poste émetteur à ondes courtes de faire de longues théories ou des calculs compliqués, mais il est néanmoins nécessaire

---

[1] Communication faite à la réunion de la Société des Amis de la T. S. F., le 21 avril 1926.

de ne pas marcher complètement en aveugle et d'avoir une idée nette des grandeurs électriques des éléments constitutifs de l'émetteur, ainsi que des phénomènes physiques.

Quand on raisonne sur des ondes longues, il est assez long de se mettre à voir en ondes courtes, et cela d'autant plus que la gamme des ondes courtes a toujours été en diminuant de 200 mètres, il y a quelques années, à 20 mètres et même moins à l'heure actuelle.

Quand on *voit en ondes longues*, on est habitué à considérer qu'une connexion laisse passer le courant et qu'un condensateur le bloque plus ou moins; en ondes très courtes le phénomène est inverse.

Sur une onde de 25 à 30 mètres, par exemple, un mètre de conducteur présente une impédance de l'ordre de 100 ohms, alors qu'un condensateur de 1/1000 présente tout juste une réactance de 15 ohms.

Les amateurs savent bien, du reste, combien quelquefois leurs selfs de blocage sont de dimensions exiguës.

Quand on raisonne sur les ondes longues, on est habitué à considérer que les pertes résident à peu près exclusivement dans le fil des selfs inductances ou dans les masses métalliques voisines, par suite des courants de Foucault développés dans ces fils ou ces masses. Quand on raisonne sur les ondes courtes, on est obligé de constater que les pertes résident à peu près exclusivement dans les isolants ou diélectriques employés, en dehors des conducteurs eux-mêmes.

Ceci est pourtant facile à comprendre puisque à la moindre self est attachée tout de suite une très grande réactance et que, par suite, le moindre courant qui la traverse développe à ses bornes une tension élevée. Les pertes diélectriques dues à la tension l'emporteront donc de beaucoup sur les pertes électro-magnétiques dues aux courants.

Quand on raisonne sur les ondes longues, on réalise des couplages de circuits par induction magnétique et on admet, avec juste raison, que l'induction électrostatique est négligeable.

Quand on raisonne sur les ondes courtes, on constate que les couplages magnétiques sont entièrement faussés par l'induction électrostatique qui devient souvent prédominante et on renonce le plus souvent à ces couplages en faveur du couplage Oudin ou du couplage électrostatique lui-même.

On pourrait multiplier à l'infini des exemples de ce genre.

Remarques générales sur les émetteurs. — Si l'on veut qu'une lampe oscillatrice ou amplificatrice haute fréquence travaille dans de bonnes conditions de rendement (il est nécessaire qu'il en soit ainsi

pour en tirer une puissance normale sans dépasser la puissance limite de dissipation pour laquelle elle a été établie), il faut qu'il y ait une certaine relation bien déterminée entre la tension haute fréquence développée entre plaque et filament de cette lampe ou entre plaque et grille et la tension continue appliquée.

Si on désigne par U la tension développée entre plaque et grille, par exemple, par $L\omega$ la réactance apparente de self du circuit et par $\frac{1}{C\omega}$ la capacitance apparente du circuit (ces éléments étant calculés comme si toute la capacité et toute la self étaient entre plaque et grille), on voit de suite d'abord qu'en autogénération comme en amplification on doit avoir $L\omega \cong \frac{1}{C\omega}$, condition de résonance ou d'autoexcitation, et de plus que la *puissance apparente* du circuit est $W_t = U^2 C\omega$ (ω étant la pulsation $\omega = 2\pi f$). Cette relation montre que la puissance apparente (puissance réactive) est directement proportionnelle pour U et ω donnés à la capacité du circuit et que, par suite, il y a intérêt à réduire C le plus possible pour ne pas gaspiller inutilement de la puissance réactive ou, autrement dit, limiter le courant dans la self.

Bien entendu, on ne peut, sans inconvénient, diminuer trop cette puissance réactive, car elle doit être à la puissance réelle (puissance wattée) à transmettre dans un certain rapport au-dessous duquel on ne peut descendre commodément sans aboutir à de graves inconvénients.

La relation ci-dessus montre qu'à *puissance utile* donnée, C devra décroître très vite quand la fréquence augmente et plus vite encore quand la tension augmente. Autrement dit, il faudra d'autant plus s'efforcer de réduire les capacités des circuits que les lampes employées seront à plus haute tension.

Cette remarque jointe à celle que les champs électriques et les pertes diélectriques dans les isolants croissent comme la tension, on pourrait conclure que les lampes à haute tension devraient être rejetées pour les ondes très courtes.

Une telle conclusion serait erronée, car on ne peut réellement tirer de la puissance des lampes à trois électrodes avec un bon rendement qu'en les faisant travailler sous haute tension afin de réduire le courant de saturation et, par suite, la charge d'espace, l'échauffement de la grille, etc.

Néanmoins, cette relation fait voir combien les difficultés sont vite accrues par l'augmentation de la tension plaque appliquée.

En écrivant cette relation nous avons supposé implicitement que

le circuit ne contenait qu'une seule capacité, en réalité sur ondes très courtes beaucoup de capacités interviennent pour déterminer la fréquence, d'abord celles internes de la lampe qui sont inévitables, puis une multitude d'autres dues à tous les organes qui constituent l'émetteur ainsi qu'à ses connexions. Ces dernières, englobées en général sous le terme « capacités parasites », sont plus ou moins évitables et on devra s'efforcer de les réduire le plus possible.

Choix du système d'émission. — Depuis 1913, quantité de montages de génération ont été proposés et l'amateur désireux de se construire un poste peut se demander auquel il doit donner la préférence. Si l'on fait abstraction des capacités parasites et de la localisation des pertes dans telle ou telle partie de l'installation, tous les montages sont équivalents et il n'y a aucune raison pour qu'ils ne le soient pas.

Au contraire, si l'on tient compte des capacités parasites et des pertes possibles dans les isolants (choses qui ne sont pas apparentes sur les schémas), certains montages seront bien supérieurs à d'autres du fait qu'ils s'inspirent des idées émises plus haut.

Depuis quelques années (et M. Mesny a été un des promoteurs de ces montages), on réalise souvent des montages dits symétriques à deux lampes.

Au sujet de ces montages les mêmes remarques s'imposent, mais ils ont de plus l'avantage de pouvoir *doubler la puissance* utile mise en jeu *sans augmenter la difficulté*, toutes autres choses étant données (tension, fréquence) et même en les diminuant légèrement (suppression de bobines de choc, etc.).

Toutefois la suppression des bobines de choc n'est vraie qu'autant qu'on ne se préoccupe pas des harmoniques pairs.

Si l'on dispose de deux émetteurs complets on pourra toujours les coupler facilement de façon à les faire émettre sur la même fréquence, en opposition de phase comme dans le montage de M. Mesny ou en phase à volonté.

Une question plus grave est celle de savoir si l'on doit construire son poste avec ou sans maître oscillateur. On sait que la solution par maître oscillateur consiste à avoir un oscillateur de faible puissance et à amplifier ensuite les ondes émises au moyen de lampes de puissance avant de les transmettre à l'antenne.

L'avantage principal du maître oscillateur est de donner une plus grande stabilité à l'onde émise en rendant celle-ci pratiquement indépendante des réactions de l'antenne. La stabilité des ondes émises

est, en effet, primordiale pour obtenir de bons résultats en ondes courtes, car elle seule permet de pousser la syntonie et l'amplification à la réception dans le montage classique de la lampe à réaction. Enfin seule elle permet dans la réception par battements de maintenir la fréquence des battements pratiquement constante.

Ces avantages théoriques du maître oscillateur ne peuvent néanmoins être atteints qu'autant :

1° Que le maître oscillateur est parfaitement stable et il ne pourra en être ainsi que s'il est constitué par un oscillateur de très faible puissance entièrement alimenté par accumulateurs, soigneusement construit et soigneusement blindé ;

2° Que l'amplification subséquente qui nécessitera forcément plusieurs étages (vu la faiblesse du maître oscillateur) sera parfaitement neutrodynée de façon à éviter la réaction des étages suivants.

La difficulté de construire un amplificateur de très haute fréquence parfaitement neutrodyné et amplifiant beaucoup en énergie (de quelques watts à quelques kilowatts) est certainement très considérable et même pratiquement insurmontable dès que l'on veut pouvoir changer facilement d'onde dans une gamme étendue.

La solution par maître oscillateur a été particulièrement étudiée par les Anglais et les Américains, et un certain nombre de brevets ont été pris en ce qui concerne le neutrodynage de ces installations.

Après avoir travaillé quelque temps dans la même voie, et jugé des difficultés énumérées plus haut, la S. F. R. a abandonné cette solution pour une autre plus simple et pratiquement équivalente, celle d'un régulateur de fréquence corrigeant les variations de l'émetteur quelles qu'en soient leurs causes. Dans ces conditions, il n'est nullement besoin d'amplification haute fréquence et la ou les lampes à trois électrodes peuvent fonctionner en autogénératrices de courants de haute-fréquence.

Avant de décrire le régulateur de fréquence d'ondes courtes, une autre question se pose encore.

Y a-t-il intérêt à transmettre des émissions modulées ou de l'entretenue pure?

A mon avis, l'entretenue pure est préférable si *l'émission est stable* et, à défaut seulement de cette stabilité, l'émission modulée est préférable.

Quand on module un poste, par exemple en modulant la tension plaque, on provoque à chaque période de modulation une variation de fréquence due, par exemple, à ce que la tension d'alimentation varie ; cette variation peut atteindre sur ondes très courtes quelques milliers

de périodes par seconde pour peu que la modulation soit profonde. Il en résulte que non seulement l'intensité, mais la fréquence elle-même sont modulées. Il est clair que dans ces conditions la syntonie de l'émetteur ou du récepteur pourront être rendues plus faibles puisque dans le temps l'émetteur balaiera toute une petite zone de fréquence.

On pourrait du reste imaginer des systèmes (par exemple en faisant vibrer une connexion) dans lesquels seule la fréquence serait modulée, l'intensité antenne restant constante.

Il est facile de voir que, dans ces conditions, la sensibilité du récepteur est constamment variable et en *moyenne* plus faible que dans le cas où le poste est parfaitement stable et que, d'autre part, on entend dans le téléphone, après détection, la fréquence de modulation, même lorsque *l'intensité n'est pas modulée.*

Qu'on le veuille ou qu'on ne le veuille pas, aucun poste n'est pratiquement complètement exempt de cette modulation de fréquence; ce qui fait dire souvent par exemple que la tension est mal filtrée, alors que la cause est souvent tout autre : vibrations mécaniques, variations internes de la résistance de la lampe, etc...

Une petite étude mathématique que je ne reproduirai pas ici montre qu'une onde de fréquence périodiquement variable d'une certaine quantité peut résonner sur un circuit oscillant accordé sur la fréquence moyenne, l'intensité atteinte dans ce circuit en régime permanent étant néanmoins plus faible que celle qui serait obtenue si la fréquence était rigoureusement fixe et égale à celle du circuit accordé. L'intensité recueillie sera d'autant plus grande que la variation autour de la fréquence moyenne sera plus petite ou encore se produira à une périodicité plus grande.

Ainsi, si la variation de fréquence entraînée par la modulation est de 500 périodes et que la cadence de modulation soit de 1 000 périodes, l'amplitude dans le récepteur accordé n'est réduite que de 6 %.

Si cette cadence de modulation tombe à 500 périodes, l'amplitude dans le récepteur, toutes autres choses restant égales, est réduite de 27 %.

On tirera donc la conclusion qu'il est nécessaire que la fréquence de modulation, s'il y en a une, soit la plus élevée possible, et que des variations de note d'amplitude légère seront sans influence à la réception, pourvu *qu'elles soient rapides.*

Lampes utilisées en ondes courtes. — Mon expérience personnelle n'a guère porté que sur les lampes à anode refroidie par circulation

d'eau, les seules lampes permettant, du reste, des émissions à grande puissance. Leur grand avantage est de pouvoir dissiper sur la plaque une puissance de plusieurs kilowatts, leur inconvénient pour des ondes très courtes étant évidemment de présenter des capacités importantes entre électrodes.

La mise au point de ces lampes pour ondes courtes a été très délicate et n'a été achevée en France que l'année dernière, leur fabrication demande du reste énormément de soin.

Les difficultés principales que l'on a rencontrées ont été les suivantes :

1° Le vide, nécessaire pour obtenir une onde régulière et par suite une note pure d'interférence, doit être d'autant plus poussé que la fréquence est plus élevée.

2° L'échauffement des différentes électrodes de la grille et des joints en particulier est beaucoup plus grand que sur ondes longues, par suite des courants haute fréquence importants qui circulent dans la lampe elle-même, ces courants étant dus aux capacités internes.

3° Les soudures sont délicates à faire du fait de l'échauffement des joints d'une part et des pertes diélectriques de la plupart des verres employés pour faire les soudures.

Tous ces problèmes néanmoins ont été résolus à l'heure actuelle par la radiotechnique d'une façon très satisfaisante en réalisant de gros joints avec soudure directe du cuivre sur un verre spécial à faibles pertes.

Beaucoup de phénomènes qui paraissaient très ennuyeux à une époque où ces progrès n'avaient pas été atteints ont complètement disparu ou se sont tout au moins très atténués, ces phénomènes étant dus pour la plupart au vide qui devenait vite insuffisant.

Pour donner une idée des courants internes dans la lampe, la grille est parcourue par 20 ampères environ sur des ondes de l'ordre de 20 mètres.

On a constaté de plus que les impuretés de la note émise (notes modulées, roulées, etc...) provenaient le plus souvent ou bien d'un vide insuffisant ou bien d'un mauvais réglage des circuits conduisant à un rendement défectueux. Il semble qu'une condition essentielle de bon fonctionnement soit que la charge d'espace ne soit pas trop élevée, et à ce point de vue, malgré les autres difficultés déjà énumérées que cela représente, il y a intérêt à puissance donnée que la tension appliquée à l'anode soit la plus grande possible.

Les lampes à circulation expérimentées et en service, notamment à Sainte-Assise, fonctionnent sous une tension continue de 10 000 à



12 000 volts pour une puissance appliquée de 12 à 14 kilowatts. Leur rendement mesuré en ondes courtes par la méthode calorimétrique sur des ondes de 15 à 40 mètres atteint et dépasse pour de bons réglages la valeur de 70 %. Ce rendement augmente, du reste, quand la tension appliquée augmente. Ces lampes ont permis de descendre jusqu'à des longueurs d'onde voisines de 10 mètres.

Ce résultat n'a pu être atteint étant donné les valeurs élevées des capacités internes et de la tension appliquée que par l'élimination à outrance de toutes les capacités autres que les capacités internes entre électrodes et en particulier de la capacité de la cuve métallique qui contient la lampe.

A l'étranger, dans certains cas, on substitue le refroidissement par huile au refroidissement par eau; ceci, sans doute, pour éviter des pertes. Je suis persuadé que l'on peut se dispenser de cette complication par l'emploi d'un montage convenable.

Enfin, il est utile, sinon indispensable, de ventiler la partie supérieure et en particulier le joint de grille. Cette ventilation est du reste à basse pression et ne provoque pas de vibration appréciable.

Ayant brièvement passé en revue différentes questions d'ordre général, les différents systèmes d'émission en présence et les lampes, nous allons maintenant décrire les solutions adoptées par la S. F. R. pour ses postes à ondes courtes de grande puissance.

Régulateur de fréquence [1]. — *Principe.* — Le principe consiste à disposer d'un émetteur auxiliaire de faible puissance et parfaitement stable (hétérodyne) et de lui faire commander la fréquence de l'émetteur principal de telle façon que la fréquence émise par celui-ci diffère d'une quantité pratiquement fixe, par exemple 5000 périodes, de la fréquence de l'émetteur étalon.

Ce résultat est atteint en modifiant les caractéristiques électriques de l'émetteur principal au moyen d'une self à saturation, le courant de cette self variant très rapidement en amplitude lorsque la différence de fréquence entre l'émetteur auxiliaire et l'émetteur principal approche de la valeur choisie, 5000 périodes par exemple.

On produit facilement ce courant de saturation en faisant agir l'émetteur principal et l'émetteur auxiliaire sur un détecteur de façon à produire des battements de fréquence voisine de 5000 périodes. Ces battements sont amplifiés jusqu'à une puisssance de quelques dixièmes de watt et développent par résonance aux bornes d'un cir-

---

(1) Brevet n° 598.512, du 9 septembre 1924.

cuit très sélectif et accordé sur une fréquence voisine de 5000 périodes une tension d'autant plus grande que la fréquence de ces battements est voisine de la fréquence propre du circuit. Cette tension est à nouveau amplifiée et redressée de façon à fournir le courant de saturation nécessaire à la self à fer.

On conçoit dès lors le fonctionnement. Si pour une raison quelconque la fréquence du poste émetteur tend à varier, la fréquence des battements tend elle-même à varier provoquant ainsi une variation de la tension aux bornes du circuit accordé sur la fréquence intermédiaire et, par suite, une variation du courant de la self à fer, laquelle entraîne elle-même une variation de fréquence qui combat la première. Bien entendu, comme dans tout régulateur du reste, la fréquence en fin de compte s'est légèrement modifiée, mais dans des proportions minimes par rapport à ce qui se serait produit sans régulateur.

On voit d'autre part que cette régulation s'opère sans qu'aucune inertie autre que l'inertie électrique des circuits n'entre en jeu, elle peut donc être extrèmement rapide.

Les avantages de ce procédé par rapport à celui du « master oscilltor » ou excitation indépendante sont les suivants :

1° Aucune amplification de courants haute fréquence, mais seulement une amplification jusqu'à une puissance de l'ordre de quelques dixièmes de watt de courant de fréquence audible et toujours la même.

2° Montage simple des lampes de l'émetteur principal qui travaillent en autogénération avec un rendement élevé.

3° Possibilité de changer facilement d'onde sans avoir à retoucher des réglages compliqués.

4° Aucune réaction à craindre de l'émetteur principal sur la fréquence émise par l'émetteur auxiliaire, le régulateur pouvant, en fait, être placé à plusieurs kilomètres de la station, le courant continu de saturation de la self à fer étant amené par câble sous plomb par exemple à cette dernière. Ainsi que nous le verrons plus loin, ce courant est également le courant de manipulation, de sorte que le régulateur peut être placé en fait au Bureau Central d'où partent les télégrammes.

La manipulation s'opère très facilement en agissant sur l'émetteur auxiliaire dont on modifie la fréquence de quelques milliers de périodes : on obtient ainsi une onde de compensation.

Un moyen simple consiste à brancher aux bornes du condensateur principal de l'hétérodyne jouant le rôle d'émetteur étalon, un relais Baudot, dont un des deux contacts est muni d'une pastille isolante.

La variation de capacité due à ces contacts est grandement suffisante pour donner l'écart cherché.

La manipulation d'un poste puissant se fait ainsi à grande vitesse et sans aucune étincelle au moyen d'un relais ne consommant que quelques milliampères.

Réalisation pratique. — Les seules sources de courants nécessaires aux appareils sont une batterie de 160 volts commune à toutes les anodes et une batterie de 4 volts commune à tous les filaments.

La réalisation pratique est dès lors la suivante (fig. 1) :

1 est un récepteur autodyne fabriqué avec soin et enfermé dans une cage de Faraday.

2 est un relais agissant sur la fréquence de l'autodyne ainsi qu'il a été expliqué.

3 est un amplificateur détecteur de courants de fréquence acoustique comprenant d'abord des étages apériodiques, puis dans le circuit d'anode de la quatrième lampe un circuit antirésonant (bouchon) accordé sur une fréquence de l'ordre de 5 000 périodes, (pour la commodité ce circuit antirésonant est extérieur), ensuite un nouvel étage d'amplification comportant plusieurs lampes en parallèle et enfin un second détecteur constitué par une valve à faible consommation chauffée directement par les courants amplifiés par les étages précédents.

Il est aisé de voir que le courant anodique de cette valve alimentée sous la batterie de plaque commune varie très vite avec le chauffage du filament et par suite avec l'amplitude des courants de battements, donc en définitive avec la fréquence des battements par suite de la présence du circuit anti-résonnant intercalé dans l'amplificateur.

4 est enfin le circuit antirésonant intercalé dans le circuit plaque d'une des lampes. Pour lui donner une très grande surtension, ce circuit est de grandes dimensions et constitué par une self inductance sans fer en gros fil divisé et par un condensateur fixe au mica.

Tout cet ensemble d'appareils est réuni dans une salle et sert en définitive à produire un courant continu de commande, d'amplitude variant très vite avec la fréquence des battements. Ce courant est utilisé dans un autre ensemble d'appareils situés sur le circuit autogénérateur lui-même et comprenant :

Une self à saturation de construction spéciale 5 comportant un enroulement en fil fin destiné au courant continu servant à la saturation et un enroulement gros fil traversé par de la haute fréquence dérivée du poste émetteur.

Un transformateur haute fréquence de courant 6 destiné à adapter l'impédance de cette self à saturation à une valeur convenable.

Un condensateur variable 7 destiné à accorder ou plus exactement à amener au voisinage de l'accord le circuit comprenant la self à saturation.

Une lampe 8 servant d'indicateur de tension.

Ces différents appareils peuvent être montés suivant le schéma de la figure 1 ci-dessous où les chiffres représentent les organes décrits et 9 une spire couplée à l'oscillateur.

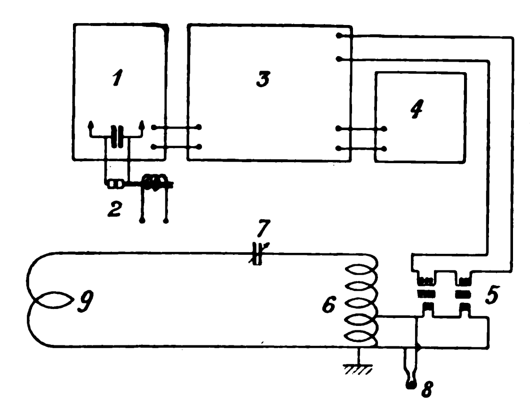


Fig. 1.

On se rend compte qu'en amenant la capacité 7 à une valeur telle que le circuit total soit près de l'accord on pourra absorber une énergie réactive assez considérable. Si, pour préciser davantage, la capacité 7 est réglée à une valeur plus forte que celle correspondant à la résonance du circuit, ce circuit se comportera comme une self de valeur apparente faible mise en court-circuit et couplée à l'émetteur. On sait que, dans ces conditions, la self apparente de l'émetteur lui-même paraît diminuée et que par suite la fréquence propre de celui-ci augmente.

Si le courant continu de saturation vient alors à augmenter, la self à saturation diminuera de valeur et entraînera une nouvelle diminution de la self apparente du circuit d'absorption d'où une nouvelle augmentation de la fréquence propre de l'émetteur.

Inversement une diminution du courant de saturation augmentera la self apparente du circuit d'absorption et diminuera la fréquence émise.

Dans ces conditions, les variations du courant continu de satu-

ration entraîneront des variations de la fréquence engendrée telle que la fréquence augmentera quand le courant augmentera et diminuera quand le courant diminuera.

D'autre part, le réglage du condensateur 7 permettra de donner la sensibilité que l'on voudra puisqu'en se rapprochant de l'accord on augmente l'énergie réactive absorbée par la self à saturation ou, ce qui revient au même, le courant absorbé par ce circuit.

Le bon fonctionnement de la self à saturation a été contrôlé jusqu'à plus de vingt millions de périodes et nous pensons que c'est la première fois que des métaux ferro-magnétiques ont été employés à aussi haute fréquence.

De plus, 1 milliampère de courant continu imprime déjà une saturation notable au circuit magnétique et le courant moyen de saturation normale est de l'ordre de 6 millis correspondant à une dépense d'énergie de commande de 1/10 de watt seulement.

Il est facile de voir qu'une variation de 1 % de la puissance réactive d'un circuit entraîne une variation de fréquence de 1/2 %. Ainsi une variation de puissance réactive de 2 kilovolt-ampères dans la self à saturation produira une variation de fréquence de 1/2 % quand elle est appliquée à un circuit de 200 kilovolt-ampères, par exemple à un circuit parcouru par 25 ampères et présentant une tension de 8000 volts efficaces entre extrémités.

Si, d'autre part, la fréquence moyenne est de 10 millions de périodes (ondes de 30 mètres), on voit que cette variation correspondra en fait à 50000 périodes.

Une lampe témoin branchée aux bornes *c d* indique la tension haute fréquence absorbée dans la self à saturation et sert par suite de mesure grossière de la puissance réactive absorbée par la self à fer.

Analyse du fonctionnement. — 1° Court-circuitons, par exemple, les bornes de l'enroulement continu de la self saturée, la self saturée ne jouera plus alors aucun rôle et sera incapable de commander la fréquence de l'émetteur, on pourra tracer néanmoins expérimentalement la courbe du courant continu du circuit de saturation en fonction de la fréquence émise, par exemple, en faisant varier celle-ci au moyen du condensateur 7.

Cette courbe à l'allure de la figure 2 ci-contre.

Les fréquences f_0 et f'_0 étant celles pour lesquelles le désaccord entre l'émetteur et le récepteur autodyne est égal à la fréquence propre du circuit résonant 4, la fréquence propre de l'autodyne étant

égale à Q. On se rend compte que les deux zones hachurées correspondent à un fonctionnement stable.

En effet, pour ces zones, une augmentation accidentelle de la fréquence émise produira une diminution du courant de saturation et par

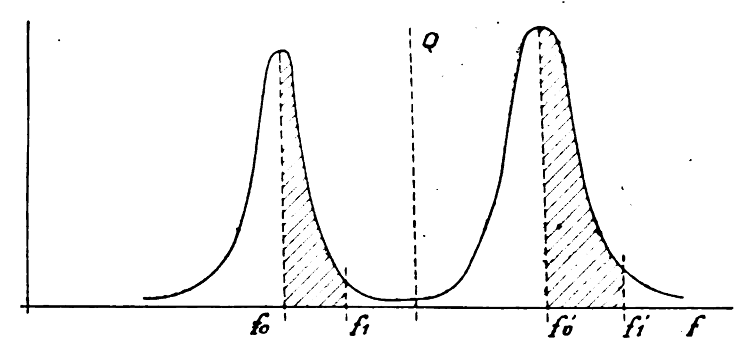


Fig. 2.

suite une augmentation de valeur de la self saturée, cette augmentation ayant pour effet de faire baisser la fréquence et par suite de combattre la cause initiale.

Ces deux zones peuvent donc servir à la régulation. D'autre part, on peut déterminer sur cette courbe les points f_1 et f'_1 tels que, par exemple, le courant de saturation soit réduit au 1/10 de sa valeur et la différence $\Delta f = f_1 - f_0$ pourra être évaluée sur cette courbe.

On pourra également connaître $\frac{\Delta f}{\Delta i}$, c'est-à-dire la variation de fréquence nécessaire pour produire une variation de courant donnée. Le régulateur sera évidemment d'autant plus sensible que $\frac{\Delta f}{\Delta i}$ sera plus faible.

Pour un régulateur à force centrifuge on évalue de même $\frac{\Delta \omega}{\Delta x}$, c'est-à-dire la variation $\Delta\omega$ de la vitesse angulaire nécessaire pour produire un déplacement Δx des boules du régulateur. Plus ce rapport est petit, plus le régulateur est sensible.

On peut évidemment agir de bien des façons pour diminuer $\frac{\Delta f}{\Delta i}$, mais on remarquera, par exemple, que dans le cas d'un circuit oscillant accordé sur 5 000 périodes, constitué par une self de 5 millihenrys présentant une résistance totale de 1 ohm, 5, la tension aux bornes du circuit varie dans le rapport de 1 à 10 quand la fréquence varie seulement

de 4750 à 5000 périodes, ce circuit étant supposé alimenté sous courant constant, cas d'un amplificateur à résonance (fig. 3 ci-dessous).

L'artifice consistant à détecter le courant de fréquence audible au

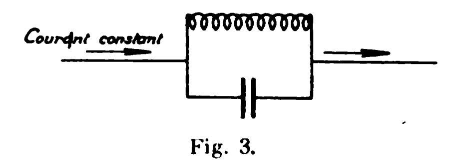


Fig. 3.

moyen d'une valve, en chauffant cette valve par le courant lui-même, augmente encore beaucoup la sensibilité.

2° Rétablissons maintenant l'enroulement de saturation et, ne nous servant plus de l'autodyne ni de l'amplificateur, saturons directement la self à fer par du courant continu emprunté à une source quel conque, on pourra alors tracer la courbe de la fréquence émise par le poste en fonction du courant de saturation (fig. 4 ci-dessous).

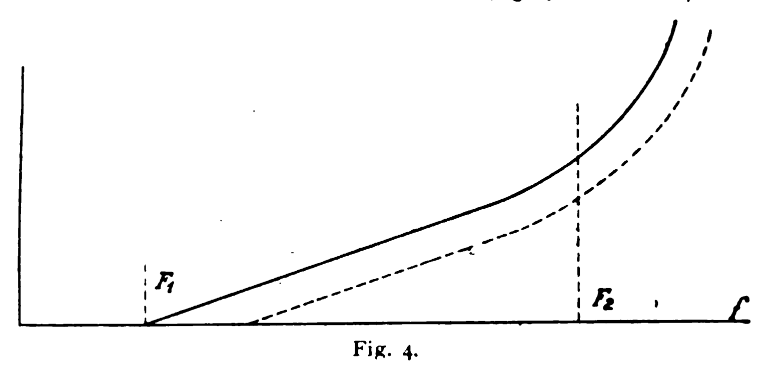


Fig. 4.

Cette courbe montre que quand le courant de saturation augmente, la fréquence émise augmente également, elle permet de plus de déterminer la quantité $\frac{\Delta F}{\Delta i}$ ou $\Delta F = F_2 - F_1$.

Si un changement quelconque de caractéristiques de l'émetteur se produit tel que, par exemple, un changement de capacité de l'antenne, cette courbe se déplace parallèlement à elle-même et vient, par exemple, occuper la position figurée en pointillé. Le déplacement parallèle ne modifie, du reste, pas la valeur de $\frac{\Delta F}{\Delta i}$. Plus $\frac{\Delta F}{\Delta i}$ sera élevé, plus grande sera également la sensibilité. Reprenant la comparaison du régulateur à force centrifuge, on peut également tracer avec celui-

ci la courbe $\frac{\Delta \Omega}{\Delta x}$ donnant la variation de vitesse angulaire de la machine correspondant à un déplacement Δx des boules de régulateur; on peut supposer, par exemple, dans le cas d'une turbine à vapeur que le déplacement Δx commande l'admission de la vapeur à la turbine. Dans ce cas également, plus $\frac{\Delta \Omega}{\Delta x}$ est élevé, plus grande est la sensibilité.

On est également maître dans une grande mesure de $\frac{\Delta F}{\Delta i}$ en couplant le circuit d'absorption plus ou moins énergiquement avec l'émetteur.

En pratique ΔF peut atteindre 50000 périodes, ainsi que nous l'avons dit précédemment.

3° Considérons maintenant le système complet, c'est-à-dire produisons le courant i au moyen des interférences de l'autodyne. En manœuvrant cette dernière, on tombera automatiquement dans une des zones stables de la figure 2, le régime instable ne pouvant se maintenir par définition; on s'en aperçoit du reste immédiatement par la lecture du courant i qui reste stable, tout au moins tant qu'aucune cause extérieure ne tend à faire changer la fréquence émise.

Ce courant peut, du reste, être réglé à n'importe quelle valeur de la courbe comprise entre f_0 et f_1 en agissant sur le condensateur vernier de l'autodyne.

Superposant les figures 2 et 4, on a alors le régime défini par l'intersection des deux courbes (fig. 5 ci-dessous).

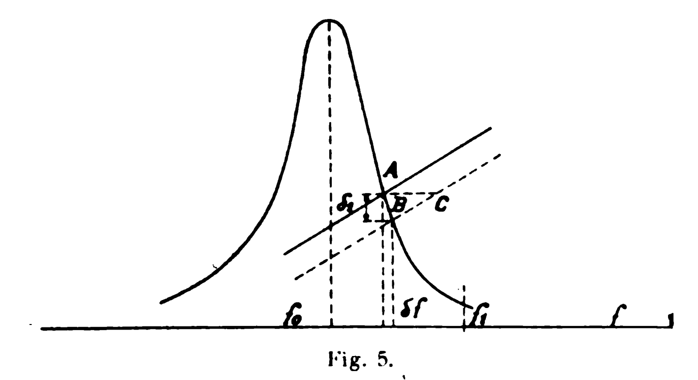


Fig. 5.

Si une perturbation quelconque se produit, le point de fonctionnement se déplace et passe par exemple de A en B, la courbe de la figure 4 s'étant déplacée comme nous l'avons dit plus haut.

En tout cas, tous les régimes de fonctionnement possibles sont compris entre f_0 et f_1.

D'après ce que nous avons vu, le courant continu varie de δi ; comme cela se produit quand le point de fonctionnement passe de A en B, cela signifie que la fréquence s'est effectivement modifiée de δf (projection horizontale de AB), mais on lit en réalité sur la figure que cette variation de courant a produit une variation δF (projection horizontale de AC) de fréquence. La variation que l'on aurait enregistrée sans régulateur aurait donc été $\delta f + \delta F$, alors que le régulateur la ramène à δf. Le rapport $\frac{\delta f}{\delta f + \delta F}$ indique donc le mérite du régulateur. Comme en pratique $\delta F >> \delta f$, ce rapport est sensiblement égal à $\frac{\delta f}{\delta F}$ ou $\frac{\delta f}{\delta i} / \frac{\delta F}{\delta i}$ où $\frac{\delta f}{\delta i}$ et $\frac{\delta F}{\delta i}$ sont les deux quantités précédemment étudiées. En d'autres termes, si toute la courbe de résonance était décrite sur 250 périodes et si la saturation complète faisait varier la fréquence de 50 000 périodes, on aurait comme sensibilité moyenne :

$$\frac{\delta f}{\delta F} = \frac{250}{50.000}$$

c'est-à-dire que les variations seraient réduites au $\frac{1}{200}$ de leur valeur. En pratique, on peut difficilement atteindre cette sensibilité pour des questions de *rapidité de fonctionnement*. On se rend compte, en effet, que pour augmenter $\frac{\delta f}{\delta i}$ on est amené à augmenter la constante de temps du circuit résonant en diminuant sa fréquence propre ou sa résistance, mais alors, les changements de régime demandent plus de temps à s'opérer et la rapidité du régulateur s'en ressent; en d'autres termes, il est moins apte à compenser des variations très rapides.

Analyse du fonctionnement de la manipulation. — On opère la manipulation en déréglant l'autodyne de quelques milliers de périodes, ainsi que nous l'avons expliqué. La figure 6 ci-dessous indique comment s'opère ce fonctionnement.

Dans ce cas, c'est la courbe de la figure 5 qui se déplace en bloc, le point de fonctionnement se déplaçant de A en B.

$\delta' f$ représente le désaccord donné à l'autodyne.

$\delta'' f$ représente la variation de fréquence produite sur le poste.

$\delta'' f$ est sensiblement égal à $\delta' f$.

Ici encore, il y a un compromis à établir entre la vitesse de manipulation possible et la sensibilité, car plus la vitesse de manipulation exigée sera grande, plus la quantité $\frac{\delta f}{\delta i}$ devra être élevée afin que la

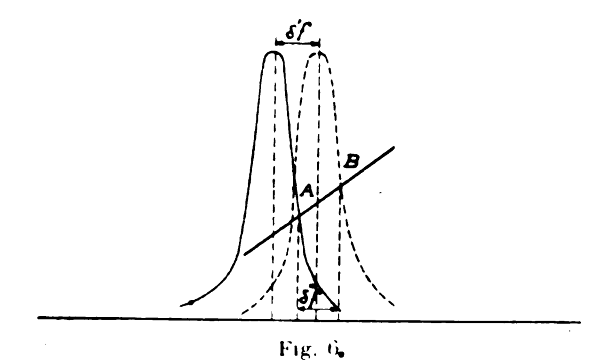


Fig. 6.

constante de temps soit suffisamment faible. On voit, néanmoins, que l'on pourra rattraper la sensibilité en augmentant également $\frac{\delta F}{\delta i}$, ce qui revient à coupler plus énergiquement le circuit d'absorption et éventuellement à augmenter la puissance apparente de la self de saturation.

Résultats obtenus avec le régulateur. — Malgré les considérations précédentes on parvient facilement à un rapport $\frac{\delta F}{\delta f}$ voisin de 100, ce qui signifie que les variations de fréquence sont réduites au 1/100 de ce qu'elles seraient sans régulateur. De plus, au point de vue de fonctionnement, le système permet la transmission correcte à 150 mots à la minute; or il est à remarquer qu'à chaque signal le régulateur a à travailler deux fois, au commencement du signal et à la fin.

Bien que des essais à plus haute vitesse n'aient pas été effectués, il est probable que la vitesse limite est encore beaucoup plus grande.

Il semblerait, à première vue, que, puisqu'en définitive on transforme des variations de fréquence en variations d'amplitude de courant (courant de commande de la self saturée), on doive observer une variation de fréquence quand le courant haute fréquence de l'émetteur variera. En définitive, il n'en est rien, tout au moins à un infiniment petit près.

Il est aisé de voir, en effet, qu'une telle variation sera tout à fait

assimilable à une variation de caractéristiques de l'émetteur tel, par exemple, qu'une variation de la capacité de l'antenne et n'entraînera qu'un très petit déplacement de point de fonctionnement. On peut se rendre compte d'un tel effet sur la figure 7 ci-dessous.

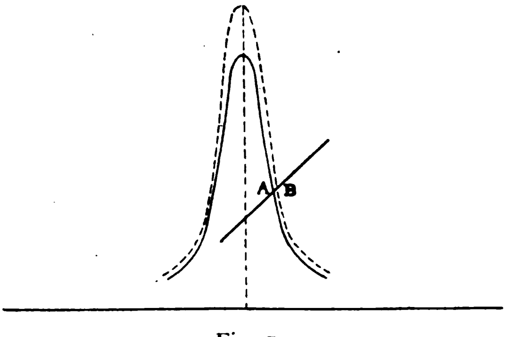


Fig. 7.

En pratique, on se rend compte, par exemple, que la note reçue sur une réception de contrôle ne change pas d'une façon appréciable, même quand on enlève un étage complet d'amplification à l'amplificateur 3 de la figure 1.

Poste d'émission S. F. R. — Le poste à ondes courtes de la Société Française Radioélectrique est muni de deux lampes à circulation d'eau du type nominal de 15 kilowatts.

Ces lampes fonctionnent en autogénération et sont connectées chacune à un circuit générateur distinct.

La stabilité de la fréquence est assurée par le système de régulation que nous venons de décrire.

L'ensemble des deux lampes et des deux circuits est installé sur un socle en métal fondu, portant en dessous les services auxiliaires, tuyaux d'eau, d'air, d'huile, vannes, soupapes de sécurité, etc., et en dessus, les organes électriques et les lampes.

Les circuits autogénérateurs eux-mêmes s'inspirent des idées exposées précédemment et sont protégés par un brevet pris le 10 août 1925.

L'ensemble est très pratique au point de vue exploitation, en ce sens que le socle supporte en fait deux ensembles complets pouvant se prêter à des utilisations diverses.

1° Les deux ensembles peuvent être réglés sur la même onde et l'un servir de rechange à l'autre.

2° Les deux ensembles peuvent être réglés sur des longueurs d'onde différentes, ce qui permet le changement instantané d'une onde à une autre.

3° Les deux ensembles réglés sur la même longueur d'onde peuvent fonctionner simultanément suivant un montage symétrique.

Dans les deux premiers cas, la puissance utile dans l'antenne varie de 6 à 9 kilowatts suivant la longueur d'onde et la tension appliquée; dans le troisième cas, cette même puissance peut atteindre de 12 à 15 kilowatts.

La gamme d'ondes réalisable dans tous les cas est comprise entre 10 à 12 mètres d'une part et 55 à 60 mètres d'autre part.

La figure 8 ci-dessous est reproduite d'un dessin d'ensemble du poste.

Ajoutons, enfin, que le chauffage des filaments est assuré en courant continu par une batterie d'accumulateurs et que la tension

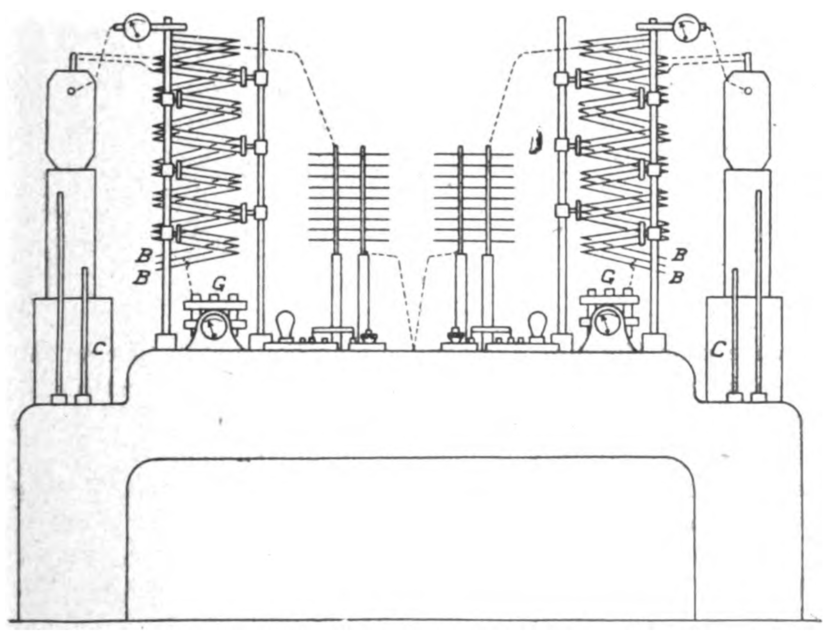


Fig. 8.

d'anode est obtenue en partant directement du réseau à 50 périodes à l'aide d'un redressement à valves suivi d'un filtre à plusieurs étages.

Le circuit d'absorption de la figure 1 est monté un peu différemment, en ce sens, que l'accouplement, au lieu d'être inductif, est réalisé en Oudin et que le condensateur 7, au lieu d'être mis en série dans

le circuit primaire, est monté en parallèle sur la self à saturation dans le circuit secondaire.

Antennes. — La dernière partie de cette étude sera consacrée aux antennes.

L'antenne la plus simple à réaliser est l'antenne de longueur inférieure ou égale à une demi-longueur d'onde, l'antenne d'un quart d'onde rentrant évidemment dans ce type.

Au point de vue du rayonnement, cette antenne se ramène à un dipole ou à deux dipoles *de même sens* si l'on tient compte de l'image donnée par le sol.

Une telle antenne placée verticalement ne jouit naturellement

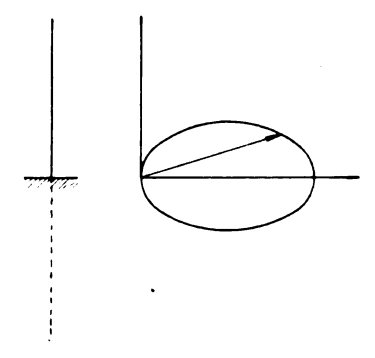


Fig. 9.

d'aucune propriété directive dans le plan horizontal, tout au moins tant qu'on néglige les réflexions pouvant provenir de systèmes électriques placés dans le voisinage.

Dans le plan vertical, le diagramme en coordonnées polaires du champ en fonction de l'azimuth se réduit à une boucle avec maximum d'effet suivant le plan horizontal.

Dans le cas d'une antenne d'un quart d'onde, cette boucle se réduit à un cercle et l'équation en coordonnées polaires est :

$$\rho = \rho_0 \cos \theta$$

où θ désigne l'angle du rayon avec le sol.

Dans le cas d'une antenne d'une demi-onde, la boucle est simplement plus aplatie.

Même dans le cas d'une antenne demi-onde, un tel système n'est que très faiblement directif.

Cette antenne donne déjà de bons résultats à distance, mais ces résultats sont moins bons que ceux obtenus avec des antennes plus complexes.

Avant de pousser plus loin, une question se pose : doit-on accorder l'antenne? En ondes courtes l'accord paraît complètement superflu pour la raison suivante :

Considérons une antenne demi-onde qui théoriquement a une résistance de radiation de 80 ohms. Son impédance caractéristique $\sqrt{\frac{L}{C}}$ est, d'autre part, de l'ordre de 400 ohms, soit seulement 5 fois plus. A noter que ce chiffre 5 représente en fait ce que l'on est convenu d'appeler la surtension de l'antenne. Ceci signifie que pour une puissance utile de 8 kilowatts par exemple, correspondant à 10 ampères au ventre d'intensité, il suffira si on l'excite au milieu sur la fréquence propre d'induire une force électromotrice de 800 volts, alors que l'on obtiendra le même résultat en branchant, entre l'extrémité libre et le sol, un générateur donnant 4 000 volts. Or, on trouve facilement dans le cas de lampes alimentées sous haute tension, des points du circuit présentant ce potentiel. Dans le cas général, on peut dire que l'on pourra toujours transmettre la puissance voulue dans une antenne plus ou moins franchement désaccordée en augmentant convenablement la force électromotrice induite.

Il est évident, par contre, que dans le cas d'une antenne bien accordée, les harmoniques transmis sont plus faibles, mais dans tous les cas ceux-ci sont importants vu la très faible surtension du circuit de l'antenne.

On sait, en effet, que le montage en indirect avec couplage lâche réduit les harmoniques, mais seulement pour autant que le circuit d'antenne présente une surtension élevée.

En pratique donc, et pour les raisons exposées plus haut, on couple directement l'antenne en la connectant à un point du circuit générateur présentant le potentiel voulu par rapport au sol (couplage Oudin) et sans s'inquiéter de l'accord.

Une antenne qui donne de meilleurs résultats est l'antenne verticale d'une longueur d'onde complète et vibrant par suite sensiblement sur l'harmonique 4.

Une telle antenne, comme l'on sait, donne le maximum de rayonnement sous un angle assez élevé par rapport au sol et peu au point de rayonnement parallèlement au sol.

Cette antenne présente une résistance encore plus élevée et une

surtension plus faible ; il est donc très commode de la coupler comme il a été dit plus haut.

En vue de réduire les pertes dues à l'absorption à l'intérieur de la station et à ses abords immédiats, on a eu ensuite l'idée de doubler le fil d'antenne, d'un fil jouant le rôle d'écran vis-à-vis du premier. On arrive à dégager ainsi la partie rayonnante. Ce second fil peut être alimenté en énergie ou non. Dans le cas d'un circuit à deux lampes montées en montage symétrique on connectera ce fil écran tout naturellement symétriquement par rapport au premier, suivant, par exemple, la disposition de la figure 10 ci-dessous.

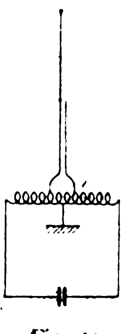


Fig. 10.

Un des avantages non mentionnés antérieurement des montages dits symétriques est de pouvoir exciter des antennes doubles du genre de celle de la figure 11, ceci résultant du fait que l'on peut trouver sur ces circuits des points qui, à un instant donné, ont des potentiels opposés par rapport au sol.

L'antenne représentée sur la figure 10 a donné des résultats meilleurs que les antennes précédentes.

On a essayé également d'exciter de longues antennes vibrant sur un harmonique de rang élevé. A grande distance les résultats sont plutôt inférieurs. Ceci est dû, je crois, à la multiplicité des boucles obtenues dans le diagramme polaire du champ en fonction de l'azimuth. Il est à retenir pour cette catégorie d'antenne que plus le rang de l'harmonique est élevé, plus la boucle la plus importante se rapproche du zénith et que, par suite, une plus grande fraction de l'énergie totale est rayonnée suivant une direction très inclinée par rapport au sol.

Ces différentes antennes donnent lieu, lorsqu'elles sont placées suivant une direction sensiblement verticale, à un champ électrique polarisé verticalement.

Tout à fait au début de la T. S. F., aux temps lointains de Hertz et de Lodge, c'est-à-dire avant la découverte de la prise de terre, on ignorait, à vrai dire, dans quel sens il valait mieux polariser les ondes qui, du reste, à cette époque, étaient également des ondes courtes.

Les publications ou brevets de l'époque font foi en cette matière et montrent des réalisations tout à fait inattendues d'émetteurs d'énergie.

Puis les expériences se multipliant et les portées atteintes restant faibles (on n'avait que le cohéreur à l'époque), on s'est orienté vers les antennes verticales exclusivement, alléguant, du reste, que l'onde polarisée horizontalement devrait être très vite amortie par les pertes dans le sol.

Divers expérimentateurs sont revenus depuis aux antennes à polarisation horizontale du champ électrique et les essais ont confirmé qu'en fait, à très petite distance, la propagation était très vite arrêtée, mais qu'à très grande distance la réception était aussi forte, sinon plus forte, avec ce type d'antenne qu'avec une antenne à champ électrique vertical. Du reste, phénomène assez curieux, la polarisation horizontale du champ ne se manifeste plus à très grande distance et la réception peut être assurée sur une antenne verticale, tout comme si l'on avait affaire à un champ électrique vertical.

Un des avantages essentiels escomptés des ondes courtes et très courtes est de pouvoir arriver à transmettre toute l'énergie suivant un faisceau très étroit, d'où le nom de « Beam » donné en anglais à ce système.

Bien des solutions ont été proposées pour atteindre ce résultat, dont l'excellence ne fait aucun doute... sur le papier ou à petite distance. Il ne semble pas, par contre, que des essais sérieux à grande distance aient jamais été publiés.

Tous ces systèmes, comme je l'avais montré dans un article publié par *Radioélectricité* (juillet 1924), reviennent, en somme, à utiliser des réflecteurs paraboliques.

On sait, en effet, qu'une source placée au foyer d'un réflecteur parabolique émet des rayons parallèles du côté de l'ouverture, par suite de la réflexion des ondes sur les éléments de la parabole.

Le résultat est évidemment le même si l'on supprime la source au foyer et qu'on la remplace par une infinité de sources disposées sur la parabole elle-même et rayonnant des ondes de phases convenables.

On sait également que la parabole admet deux cas limites pour lesquels elle se confond avec une droite.

1° Foyer reporté à l'infini ; dans ce cas, tous les éléments de la parabole sont situés à *même distance* du foyer ; donc les rayonnements incidents ont la même phase et par suite également les rayonnements réfléchis. On obtiendra donc un résultat identique en faisant vibrer chacun des éléments de la parabole en phase, c'est-à-dire que l'on réalisera ce type de parabole en construisant un alignement droit d'antennes excitées en phase. Le maximum de rayonnement se fait du côté de l'ouverture, c'est-à-dire perpendiculairement à l'alignement, d'où le nom anglais de « broadside » donné à ce type d'alignement.

2° Distance focale nulle ; la parabole est alors infiniment aplatie. Les divers éléments reçoivent des rayonnements déphasés proportionnellement à leur distance au foyer et renvoient de même des rayonnements déphasés proportionnellement à cette même distance. On réalisera ce type de parabole en construisant un alignement droit alimenté, à partir d'un bout « foyer », par une ligne de transport d'énergie qui devra être exempte d'ondes stationnaires et dont la vitesse de propagation sur fils devra être égale à la vitesse de propagation dans l'éther, c'est-à-dire à la vitesse de la lumière.

Un tel alignement rayonne au maximum du côté de l'ouverture de la parabole, c'est-à-dire dans son prolongement côté opposé au foyer, d'où le nom anglais de « end-wise ». Disposer plusieurs alignements parallèles revient donc à disposer en fait de plusieurs réflecteurs paraboliques. L'effet directif est accru et on démontre sans difficulté que, dans ce cas, la directivité totale est égale au produit des directivités partielles.

Plus l'espace occupé (ou même le volume) est grand et plus le nombre d'éléments est élevé, plus l'effet directif est marqué sans autre limite que les difficultés de réglage.

En fait, celles-ci deviennent très vite insurmontables et c'est vraisemblablement ce qui explique l'absence, jusqu'à présent, de résultats sensationnels.

En fait, l'activité des inventeurs doit se porter sur le problème de l'alimentation pratique, la plus simple possible, d'un nombre assez considérable d'éléments constituants avec le respect de la phase (et de l'intensité) pour chacun de ces éléments.

En effet, dans le cas du paragraphe 2, par exemple, les antennes sont alimentées par une ligne d'énergie.

Cette ligne d'énergie doit remplir des conditions multiples :

a) Ne pas rayonner pour conserver une vitesse de propagation sensiblement égale à celle de la lumière ;

b) Débiter en *chaque point* où il y a une antenne sur son impédance caractéristique pour éviter les ondes de retour;

c) Transmettre à chacune des antennes individuelles une énergie sensiblement la même.

Les deux derniers points, notamment, entraînent à des complications de réglage très grandes.

Le premier type d'alignement décrit (parabole à foyer reporté à l'infini), ne comportant que des éléments en phase, est plus en vogue parce que d'une réalisation plus facile. On pourra, en effet, disposer la source en un point quelconque, amener l'énergie aux différents éléments par des lignes d'égale longueur géométrique et coupler les antennes d'une façon identique. C'est avec une antenne de ce genre ne comportant, il est vrai, que peu d'éléments, que la S. F. R. a commencé, en 1924, ses essais à grande puissance et grande distance sur ondes courtes.

On dit souvent que la vitesse de propagation le long d'un tel alignement est infinie, contrairement au cas du second alignement où elle doit être égale à celle de la lumière. Cette façon de parler nécessite une petite explication. Physiquement on ne peut concevoir une ligne agencée de quelque manière que ce soit qui puisse transmettre une perturbation instantanément à une distance finie, mais on peut concevoir une ligne dans laquelle les déphasages entre deux points quelconques du circuit restent nuls, ce qui serait précisément le cas d'une ligne à vitesse infinie. Une fois un régime permanent établi, une telle ligne aura le caractère d'une ligne à vitesse infinie et, pour ne pas créer de confusion, nous l'appellerons ligne à vitesse apparente infinie. On réalisera, par exemple, une telle ligne *en chargeant* une ligne ordinaire au moyen de selfs placées en dérivation entre les deux fils ou de condensateurs placés en série ou par les deux procédés conjointement de façon à annuler ou bien la capacité ou bien la self par unité de longueur ou les deux. Au moyen d'une ligne semblablement constituée, on pourrait placer la source en bout de l'alignement et réaliser, malgré tout, l'alimentation en phase de toutes les antennes; mais on compliquerait évidemment sans utilité aucune.

Cependant il résulte de cela qu'un fil coupé régulièrement de place en place par des condensateurs égaux et suffisamment rapprochés, peut se comporter en régime permanent comme une ligne de vitesse infinie, c'est-à-dire n'admettant pas de déphasages; ceci aura lieu, évidemment, pour la fréquence donnant l'égalité entre la réactance de self et celle de capacité de chacun des tronçons (résonance).

Un tel fil constitue par lui-même un excellent émetteur et peut être employé dans toute position qu'il plaira, soit avec une extrémité libre, soit en circuit fermé pour constituer un cadre (1).

Pour une fréquence très légèrement supérieure à la fréquence de résonance la vitesse apparente diminuera et, dans le cas d'une ligne ouverte à l'extrémité, on verra apparaître à nouveau des ondes stationnaires dues aux déphasages.

Néanmoins, dans ce cas, on pourra obtenir une antenne quart d'onde, par exemple, même avec un fil de très grande longueur.

La figure 11 ci-dessous reproduit le diagramme de champ d'une telle antenne supposée placée verticalement et dans laquelle les

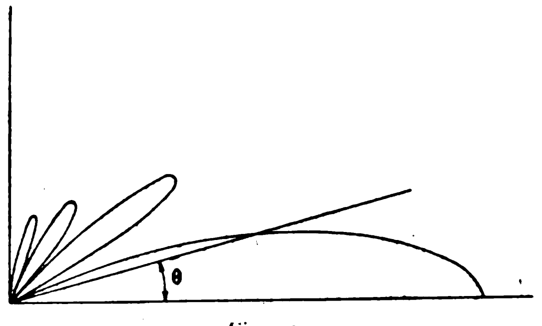


Fig. 11.

capacités intercalées permettraient de multiplier par 15 la longueur du fil.

Le diagramme fait voir qu'une telle antenne est beaucoup plus directive que l'antenne quart d'onde, bien que la distribution de courant y soit la même et le calcul complet montre que le même effet à distance peut être obtenu dans ce cas avec une dépense d'énergie dix fois plus faible.

D'autres systèmes encore plus efficaces et plus simples sont à l'étude, mais je m'excuserai pour des questions de brevets de ne pouvoir en parler.

Quoi qu'il en soit, et c'est là le point obscur de la question, il ne paraît pas sûr qu'une grande augmentation de la directivité au départ confère une augmentation proportionnelle à la réception, tout au moins dans le cas de transmission à grande distance, ceci étant dû à toutes les réflexions ultérieures du faisceau rayonné.

H. Chireix.

(1) Brevet 598.513.

RÉSISTANCE DES CONDENSATEURS

Par F. FLAUD

Lieutenant de vaisseau, ingénieur E. S. Radio.

SOMMAIRE. — La résistance d'un condensateur donnant lieu à des pertes d'énergie doit être définie comme le quotient de la perte de puissanc qui correspond au courant qui le traverse par le carré de l'intensité efficace de ce courant. C'est à tort que cette définition n'a pas toujours été adoptée et il en est résulté quelques confusions.

Partant de cette définition, l'auteur établit les expressions de ces résistances dans divers cas, et montre comment elles varient avec la fréquence; il étudie en particulier les montages en série et en parallèle.

Les méthodes utilisées pour mesurer ces résistances sont généralement en défaut. L'auteur indique les modifications à leur faire subir pour les rendre correctes.

1. — Dans les intéressants travaux qui ont déjà été publiés sur ce sujet, notamment par M. le professeur R. Mesny (*Onde Électrique*, 1922, p. 231), il semble que l'on se soit attaché à l'étude de cas particuliers d'utilisation pratique sans traiter la question dans le cas le plus général. Celui-ci peut cependant présenter de l'intérêt.

Il semble aussi que l'on se soit écarté, par moments, de la définition prise comme point de départ. Le mot *résistance* a quelquefois été donné à entendre là où était écrit le mot *pertes*.

Il est arrivé également que des apparences trompeuses aient fait énoncer des règles inexactes, comme nous le verrons par la suite.

Pour traiter la question dans toute sa généralité, il importe de considérer que l'on a affaire à des condensateurs de capacité quelconque dans lesquels on fait circuler des courants d'une fréquence quelconque, sans qu'il y ait, à priori, aucune relation entre la fréquence et la valeur des capacités. C'est ce que nous ferons, sauf pour l'étude de quelques cas particuliers intéressants.

2. **Définition**. — La résistance d'un condensateur peut être définie comme le quotient de la puissance qui s'y trouve dissipée par le carré de l'intensité efficace qui circule entre ses bornes.

Dans tout ce qui suit, c'est la définition qui sera toujours adoptée.

3. **Pertes dans un condensateur**. — Parmi les trois causes de pertes de puissance dans un condensateur : 1° hystérésis diélectrique; 2° défaut d'isolement des armatures; 3° perte Joule dans les

conducteurs, nous ne retiendrons que la première qui est la plus importante; dans les appareils bien construits, les deux autres sont négligeables.

4. **Condensateurs fixes.** — Ceci posé, la résistance d'un condensateur fixe donné ne dépend plus que de la fréquence du courant qui y passe.

En effet, les pertes par hystérésis diélectriques sont de la forme :

$$p = A f u^2 = A f \frac{I^2}{C^2 \omega^2} = r I^2.$$

La résistance correspondante est donc, par définition, de la forme :

$$r = \frac{A f}{C^2 \omega^2}$$

où la seule variable pour un condensateur fixe donné est la fréquence f ou la pulsation ω.

5. **Condensateurs fixes en parallèle.** — Soient deux condensateurs fixes de capacités C_1 et C_2 montés en parallèle entre les points A et B (fig. 1). Ces condensateurs ont respectivement des résistances r_1 et r_2 pour un courant de fréquence f. Voyons quelle

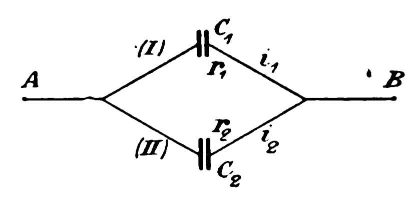


Fig. 1.

peut être la résistance de l'ensemble de ces capacités en parallèle. Pour cela nous admettrons que l'intensité se répartit entre les branches (I) et (II) comme si les condensateurs étaient sans résistance. En pratique, à moins qu'on n'ait affaire à de très mauvais appareils, c'est ce qui a lieu à très peu près.

Dans ces conditions, si l'on désigne par R la résistance cherchée de l'ensemble et par I la somme des intensités

$$I = i_1 + i_2.$$

On a :

$$U_{AB} = \frac{i_1}{j C_1 \omega} = \frac{i_2}{j C_2 \omega} = \frac{I}{j (C_1 + C_2) \omega}.$$

Mais la perte de puissance dans l'ensemble est évidemment égale à la somme des pertes dans chaque dérivation. Avec les notations et la définition admises :

$$RI^2 = r_1 i_1^2 + r_2 i_2^2.$$

En remplaçant i_1, i_2 et I dans cette dernière relation par leurs valeurs en fonction de U_{AB}, C_1, C_2 et ω, on obtient :

$$(1) \qquad R = \frac{r_1 C_1^2 + r_2 C_2^2}{(C_1 + C_2)^2}.$$

Dans le cas de n condensateurs en parallèle, il est facile de voir que l'on aurait :

$$(2) \qquad R = \frac{r_1 C_1^2 + r_2 C_2^2 + \ldots r_n C_n^2}{(C_1 + C_2 + \ldots C_n)^2}.$$

On ne peut donc pas dire en général, que la résistance d'un ensemble de condensateurs montés en parallèle soit égale à la somme de leurs résistances respectives.

6. **Condensateurs variables à air.** — On peut tout de suite voir comment varie la résistance d'un condensateur variable à air suivant la position de son armature mobile. Pour cela, on peut considérer que le condensateur à air ordinaire est, en réalité, composé de deux capacités montées en parallèle : l'une qui comprend, comme diélectrique, les pièces isolantes qui entrent forcément dans la construction de l'appareil; cette capacité a une valeur fixe; l'autre, qui comprend uniquement les armatures séparées par de l'air et qui est variable. L'expérience a démontré que l'air ne donne lieu à aucune perte de puissance, tout au moins avant que la tension soit suffisante pour qu'il y ait formation d'effluves. Nous nous trouvons donc en présence de deux condensateurs, l'un variable C_1 de résistance $r_1 = 0$, l'autre fixe C_2 et de résistance r_2 pour la fréquence f. La résistance de l'ensemble, pour cette fréquence et pour la position de l'armature mobile correspondant à la capacité à air C_1, sera donnée immédiatement par la formule (1) :

$$R = \frac{0 + r_2 C_2^2}{(C_1 + C_2)_2}.$$

Mais $C_1 + C_2 = C$ est la capacité totale, celle que l'on mesure et que l'on utilise, donc :

$$R = \frac{r_2 C_2^2}{C^2}.$$

La résistance d'un condensateur à air n'est donc pas constante quelle que soit la position de son index. Elle varie en sens inverse du carré de la capacité (totale), à fréquence constante.

7. **Variation de la résistance avec la fréquence.** — Nous avons vu que, pour un condensateur fixe, on avait :

$$r = \frac{A f}{C_2 \omega^2}$$

ce que l'on peut écrire :

$$r = \frac{B \lambda}{C^2}$$

en posant :

$$B = \frac{A}{4 \pi^2 V}.$$

Dans le cas du condensateur variable à air, on voit que pour une position déterminée de l'armature mobile, correspondant à une capacité totale C, la résistance est proportionnelle à la longueur d'onde; on a, en effet, pour la petite capacité fixe à diélectrique solide :

$$r_2 = \frac{B \lambda}{C_2^2}$$

or

$$R = \frac{r_2 C_2^2}{C^2} = \frac{B \lambda}{C^2}.$$

Dans le cas particulier où le condensateur variable se trouve monté avec une self L et que le circuit ainsi constitué est en résonance, on a :

$$L C \omega^2 = 1$$

$$C^2 = \frac{1}{L^2 \omega^4}$$

et

$$R = \frac{16 \pi^4 V^4 B L^2 \lambda}{\lambda^4} = D \frac{L^2}{\lambda^3}$$

en posant :

$$D = 4 \pi^2 A V^3.$$

8. **Cas de deux condensateurs à air en parallèle.** — Si deux condensateurs variables à air sont montés en parallèle, la résistance de l'ensemble des deux condensateurs est :

$$R = \frac{r_1 C_1^2 + r_2 C_2^2}{C^2}$$

avec

$$C = C_1 + C_2$$

mais nous savons que, pour un condensateur à air comme pour un condensateur fixe :

$$r_1 C_1^2 = B_1 \lambda \qquad r_2 C_2^2 = B_2 \lambda$$

donc :

$$R = \frac{B_1 + B_2}{C^2} \lambda = \frac{B \lambda}{C^2}.$$

La résistance ne varie pas tant que la somme $C = C_1 + C_2$ et la longueur d'onde λ ne varient pas. C'est le cas, en particulier, lorsque l'on maintient en résonance un circuit oscillant constitué par ces deux condensateurs et une self fixe L.

C'est ce qui a fait dire que la résistance d'un condensateur variable à air est constante quelle que soit la position de son armature mobile. L'expérience qui avait conduit à énoncer cette règle inexacte consistait à réaliser le montage dont il vient d'être question; on constatait, en faisant varier la capacité d'un condensateur et en ayant soin de maintenir la somme des capacités constante, que la résistance de l'ensemble ne variait pas, ce qui est parfaitement exact; dans chaque condensateur, ce n'est pas la résistance qui est constante, mais bien, à longueur d'onde constante, le produit de la résistance par le carré de la capacité, comme nous l'avons vu.

On a dit également que la résistance de l'ensemble de deux condensateurs en parallèle était égale à la somme des résistances de chacun. Nous venons de voir qu'il n'en est rien. La formule ci-dessus montre que la constante B d'un ensemble de deux condensateurs variables en parallèle est la somme des constantes respectives des condensateurs (1) et (2) :

$$B = B_1 + B_2.$$

On voit aussi que si l'on établissait la résonance sur la longueur d'onde λ avec le condensateur (1) pouvant réaliser à lui seul la capacité C, on aurait :

$$r'_1 = \frac{B_1 \lambda}{C_2}$$

dans le cas du condensateur (2) seul :

$$r'_2 = \frac{B_2 \lambda}{C_2}$$

avec les deux condensateurs en parallèle :

$$R = \frac{B_1 + B_2}{C^2} \lambda = r'_1 + r'_2$$

mais, dans ce dernier cas, les résistances respectives des deux condensateurs sont :

$$r_1 = \frac{B_1 \lambda}{C_1} \quad r_2 = \frac{B_2 \lambda}{C_2}$$

avec

$$C_1 + C_2 = C$$

la somme :

$$r_1 + r_2 = \left(\frac{B_1}{C_1^2} + \frac{B_2}{C_2^2}\right)\lambda \neq \frac{B_1 + B_2}{C^2}\lambda.$$

De ce qui vient d'être dit, on déduit immédiatement que la méthode de mesure généralement employée pour évaluer la résistance d'un condensateur se trouve en défaut.

Cette méthode est la suivante :

Le condensateur à étudier a une capacité C_1, on la met en parallèle avec un condensateur variable à air C_2, après avoir réalisé la résonance sur une longueur d'onde λ au moyen d'une certaine self L, on mesure la résistance du circuit oscillant. Soit R la résistance trouvée. On enlève ensuite le condensateur C_1, on rétablit la résonance au moyen de C_2 et l'on fait une nouvelle mesure de résistance. Soit R' la nouvelle valeur. Si l'on appelle ρ la résistance du condensateur C_1, on en conclut :

$$\rho = R - R'$$

ce qui est inexact.

Soit B_1 la constante du condensateur C_1, soit B_2 celle du condensateur variable. La résistance de l'ensemble lors de la première mesure est :

$$R = \frac{B_1 \lambda + B_2 \lambda}{(C_1 + C_2)^2}.$$

Lors de la seconde mesure, on réalise au moyen du seul condensateur variable la capacité $C = C_1 + C_2$ et l'on a :

$$R' = \frac{B_2 \lambda}{C^2} = \frac{B_2 \lambda}{(C_1 + C_2)^2}$$

la différence est :

$$R - R' = \frac{B_1 \lambda}{(C_1 + C_2)^2}$$

alors que, comme nous l'avons vu, la vraie valeur de cette résistance, dans les conditions de la première expérience est :

$$r = \frac{B_1 \lambda}{C_1^2}.$$

9. **Condensateurs variables à diélectriques liquides ou solides.** — Dans un condensateur variable à diélectrique liquide ou solide, si l'épaisseur de diélectrique comprise entre deux armatures voisines reste constante (cas du modèle courant de condensateur à huile), on peut admettre que le volume de diélectrique soumis au champ est proportionnel à la capacité. Comme, d'autre part, les pertes de puissance, toutes choses égales d'ailleurs, sont proportionnelles au volume du diélectrique, la résistance de la partie variable proprement dite est de la forme :

$$r' = \frac{b\,C'\lambda}{C'^2}$$

en appelant C′ cette capacité variable.

On a en effet :

$$p = A\,f u^2 v = A\,f u^2 k C'$$
$$= \frac{A\,f k\,C' I^2}{C'^2 \omega^2} = \frac{b\,C'\lambda}{C'^2} I_2 = r' I^2$$

C″ étant la capacité fixe due aux pièces de la monture et r'' la résistance correspondante, avec $r'' C''^2 = B\lambda$, on a :

$$R = \frac{(b\,C' + B)\lambda}{(C' + C'')^2}$$

Si C″ était négligeable devant C′ et B devant $b\,C'$, et à cette condition seulement, on aurait, à la résonance sur une self L :

$$C = \frac{1}{L\omega^2}$$
$$r = \frac{b\,C\lambda}{C^2} = \lambda b\,L\omega^2 = \frac{4\pi^2 V^2 b\lambda L}{\lambda^2}$$

ou

$$r = A\frac{L}{\lambda}$$

en posant :

$$A = 4\pi^2 V^2 b.$$

Lorsque l'on associe deux de ces condensateurs en parallèle, on a :

$$R = \frac{r_1 C_1^2 + r_2 C_2^2}{(C_1 + C_2)^2}$$

mais

$$r_1 C_1^2 = (b_1 C'_1 + B_1)\lambda$$
$$r_2 C_2^2 = (b_2 C'_2 + B_2)\lambda$$

d'où :

$$R = \frac{b_1 C'_1 + B_1 + b_2 C'_2 B_2}{C^2}\lambda$$

avec

$$C = C'_1 + C''_1 + C'_2 + C''_2.$$

Dans ce cas, et à moins que les constantes b_1 et b_2 des deux condensateurs ne soient égales, la résistance de l'ensemble dépend des valeurs de C'_1 et de C'_2, même si, pour maintenir une résonance dans un montage avec une self L, on a soin de faire

$$C = \text{constante}$$

c'est-à-dire

$$C'_1 + C'_2 = \text{constante}.$$

10. **Condensateurs en série.** — Quand deux condensateurs sont montés en série, c'est la même intensité qui les parcourt. Comme, d'autre part, la perte de puissance dans l'ensemble est toujours égale à la somme des pertes actuelles dans chacun d'eux, on a :

$$R\,i^2 = r_1 i^2 + r_2 i^2$$

et

$$R = r_1 + r_2$$

la résistance de l'ensemble est bien égale à la somme des résistances.

$$r_1 = \frac{B_1 \lambda}{C_1^2} \qquad r_2 = \frac{B_2 \lambda}{C_2^2}$$

$$R = \left(\frac{B_1}{C_1^2} + \frac{B_2}{C_2^2}\right) \lambda$$

ceci, pour des condensateurs fixes ou pour des condensateurs variables à air.

Pour des condensateurs variables à diélectriques d'épaisseur constante, on aurait :

$$R = \left(\frac{b_1 C'_1 + B_1}{C_1^2} + \frac{b_2 C'_2 + B_2}{C_2^2}\right) \lambda.$$

Ici, on aperçoit le moyen de vérifier très facilement que la résistance d'un condensateur variable à air n'est pas constante quelle que soit la graduation marquée.

En effet, montons avec une self L deux condensateurs à air en série et faisons la résonance sur une fréquence correspondant à λ. Mesurons la résistance de l'ensemble des condensateurs. Modifions ensuite la capacité C_1 de façon à pouvoir retrouver la résonance en modifiant C_2. La résistance aura varié comme il est facile de le voir par la formule ci-dessus, sauf circonstances particulières qui seraient telles que l'on ait à la fois :

$$\frac{B_1}{C_1^2}+\frac{B_2}{C_2^2}=\frac{B_1}{C'^2_1}+\frac{B_2}{C'^2_2}$$

et

$$\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}=\frac{1}{C'_1}+\frac{1}{C'_2}$$

c'est-à-dire

$$\frac{B_1}{B_2}=\frac{\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C'_2}}{\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C'_1}}$$

ce qui ne peut avoir lieu que pour une valeur déterminée de C'_1.

Dans ce cas, une troisième mesure effectuée en partant d'une autre valeur C''_1 montrerait un changement dans la valeur de la résistance.

11. **Cas particulier.** — Si deux condensateurs à air identiques sont montés en série, la résistance de l'ensemble est :

$$R=\left(\frac{B}{C^2}+\frac{B}{C^2}\right)\lambda=\frac{2B}{C^2}\lambda$$

la capacité est alors $\frac{C}{2}$.

Si nous laissons un seul de ces condensateurs en circuit, en réalisant la même capacité, nous aurons :

$$R'=\frac{4B}{C^2}\lambda$$

$$R'=2R$$

La résistance est double dans le deuxième cas. Ceci est dû à ce que, dans un condensateur donné, à longueur d'onde constante, la résistance varie comme l'inverse du carré de la capacité.

12. **Condensateurs à diélectriques mixtes.** — Si nous introduisons par couches n diélectriques différents entre les armatures d'un condensateur, nous pouvons considérer que nous sommes en présence de n condensateurs en série, à condition toutefois que l'on puisse négliger l'effet des bords. En effet, nous pouvons, sans rien modifier, supposer que l'on intercale, entre les diverses couches de diélectriques, des lames métalliques infiniment minces.

La résistance de l'ensemble des condensateurs ainsi constitués sera la somme des résistances de chaque élément.

$$R=\left(\frac{B_1}{C_1^2}+\frac{B_2}{C_2^2}+\ldots\ldots\frac{B_n}{C^2_n}\right)\lambda$$

la capacité de l'ensemble étant donnée par la relation :

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\cdots\cdots\frac{1}{C_n}.$$

Si, en particulier, il existe une lame d'air, la résistance de la capacité correspondante est nulle.

13. **Méthode de mesure.** — Nous avons vu que le procédé souvent employé conduit à une valeur erronée si l'on s'en tient à la simple différence des résistances mesurées. Nous avons vu (§ 8) que l'on trouve :

$$R-R'=\frac{B_1\lambda}{(C_1+C_2)^2}$$

alors que la quantité que l'on veut mesurer est, en réalité :

$$r=\frac{B_1\lambda}{C_1^2}$$

Si le condensateur à air dont on s'est servi est étalonné en capacité, on connaîtra :

C_2 (1re mesure) et $C=C_1+C_2$ (2e mesure)

on connaîtra immédiatement

$$B_1\lambda=(R-R')(C_1+C_2)^2$$

connaissant d'autre part

$$C_1=C-C_2$$

on aura :

$$r=\frac{B_1\lambda}{C_1^2}\text{ ou encore : }r=(R-R')\frac{C^2}{(C-C_2)^2}$$

la résistance cherchée. On voit que la méthode donne en même temps la valeur de la capacité.

Si le condensateur à étudier est un condensateur variable étalonné en capacité, il suffira de connaître la valeur du produit $B_1\lambda$, puisque connaissant C pour toute position de l'armature mobile, on aura pour la résistance la valeur :

$$r=\frac{B_1\lambda}{C^2}$$

14. — On voit que, dans tous les cas, la résistance reste, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle à la longueur d'onde. Ceci peut paraître surprenant quand on s'est habitué à considérer les pertes de puissance qui sont, elles, proportionnelles à la fréquence. Il n'y a d'ailleurs aucune divergence entre les deux règles qui se déduisent l'une de l'autre.

C'est d'ailleurs bien la résistance telle que nous l'avons définie qui entre en ligne de compte quand on évalue l'amortissement d'un circuit.

D'une façon générale, la résistance due à un diélectrique quelconque, que ce soit dans un condensateur ou dans la carcasse d'une bobine, doit être définie comme le quotient de la puissance dissipée par le carré du courant de déplacement efficace qui y circule.

Le quotient de la puissance dissipée dans un circuit oscillant par le carré de l'intensité prise au milieu de la bobine est évidemment une quantité bien commode, mais cela ne correspond à aucune réalité physique.

Lieutenant de vaisseau F. Flaud.

Comme suite à cette étude, nous avons reçu de M. Mesny les observations suivantes :

L'examen précédent de la résistance des condensateurs, considérés isolément ou groupés, est fort intéressante et les formules obtenues sont susceptibles d'utiles applications. Je voudrais cependant répondre à quelques reproches relatifs à diverses notes que j'ai écrites sur le même sujet. Le désaccord entre mes résultats et ceux de M. Flaud provient uniquement de ce que nos points de départ sont différents ainsi que les buts que nous avons cherché à atteindre.

M. Flaud considère le condensateur en lui-même; dans toutes les circonstances où je les ai étudiés, je les ai considérés comme faisant partie intégrante d'un circuit oscillant simple [1] et je me proposais de rechercher comment l'introduction d'un condensateur imparfait modifiait la résistance d'ensemble de ce circuit et quelle était la valeur de cette modification.

Dans l'article paru dans *l'Onde Électrique* (1, 1922, p. 160), je définissais d'abord ce que j'entendais par résistance d'un circuit oscillant :

« La résistance d'un circuit oscillant est le quotient de l'énergie « totale qui s'y dépense par le carré de l'intensité efficace au milieu du « *conducteur*. »

J'écrivais ensuite :

« On sait que lorsqu'un diélectrique est soumis à un champ électrique variable, il est le siège d'une dépense d'énergie, cette

1. J'entends par là un circuit oscillant comportant une inductance unique, symétrique, aux bornes de laquelle se trouve une capacité constituée d'un ou de plusieurs condensateurs en série ou en parallèle.



remarque nous amène naturellement à décomposer la résistance totale *d'un circuit oscillant* en trois parties :

« *a*) Résistance provenant des pertes ohmiques dans le fil et que nous appellerons r.

« *b*) Résistance provenant des pertes d'énergie dans les diélectriques de la carcasse sur laquelle est fait l'enroulement ; nous l'appellerons ρ_b.

« *c*) Résistance provenant des pertes d'énergie dans les diélectriques du condensateur, nous l'appellerons ρ_c.

« La résistance totale sera

$$R = r + \rho_b + \rho_c. »$$

Plus loin enfin, je disais :

« On peut définir la résistance d'un condensateur par le procédé général du n° 2 comme le quotient de l'énergie qui s'y trouve dissipée par le carré de l'intensité du *courant* au milieu de la *bobine.* »

C'est donc toujours par rapport au circuit oscillant dont il faisait partie que j'ai considéré un condensateur ; et cette considération, qui n'a, bien entendu, rien d'exclusif, me paraît encore légitime pour les applications les plus nombreuses en haute fréquence. La résistance est donc toujours considérée comme le quotient $\frac{w}{I_2}$ de la perte de puissance dans le condensateur par le carré du courant *total I qui circule dans l'inductance.*

M. Flaud prend un autre définition, non moins légitime, plus naturelle même quand on considère les condensateurs en eux-mêmes ; il prend le quotient de w par le carré du courant *i qui traverse le condensateur*. Les résultats doivent être nécessairement différents.

Je pense que ma façon d'envisager les choses a un sens physique parfaitement net et je ferai remarquer tout de suite que c'est bien la résistance que j'ai définie qu'il faut introduire dans les calculs de l'amortissement d'un circuit oscillant et non celle de M. Flaud (n° 14, p. 272).

Ceci posé, il est facile de vérifier que tous les résultats que nous avons annoncés l'un et l'autre sont parfaitement cohérents. Je montrerai, par exemple, que la méthode que j'ai indiquée pour la mesure de la résistance d'un condensateur conduit à un résultat exact et identique à celui indiqué par M. Flaud (n° 8, p. 268).

Soit — au sens de M. Flaud — r la résistance à mesurer d'un con-



densateur de capacité c, ρ celle d'un condensateur à air dont la capacité du diélectrique d'isolement est γ, Γ la capacité à diélectrique d'air du condensateur à air utilisé pour la mesure. La capacité d'accord sur une inductance L est pour la première opération de la mesure

$$C = \Gamma + \gamma + c$$

La résistance de l'ensemble est par la formule de M. Flaud :

$$R = \frac{rc^2 + \rho^2\gamma^2}{C^2}$$

Dans la deuxième opération, on supprime c et on augmente Γ pour retrouver la capacité totale d'accord C. On a une deuxième résistance :

$$R' = \frac{\rho^2\gamma^2}{C^2}$$

Ce que j'ai appelé résistance du condensateur est :

$$r' = R - R' = \frac{rc^2}{C^2}$$

C'est bien cette quantité qui, multipliée par I^2, représente l'accroissement de perte de puissance dans le circuit total : c'est elle qui intervient dans son amortissement.

Il est facile de voir que, si l'on veut déduire de cette valeur r' la résistance à employer dans d'autres conditions, on trouvera exactement le même résultat qu'en partant de la valeur r de M. Flaud.

Supposons, par exemple, que l'on désire obtenir la valeur de la résistance du condensateur c dans le cas où, pour la même fréquence, il constituerait à lui seul la capacité d'accord ; on devra trouver la valeur r de M. Flaud puisque le courant dans la bobine devient égal à celui qui traverse le condensateur.

J'ai montré (*loc. cit.* p. 236) que la résistance r' varie en fonction de la longueur d'onde Λ et de l'inductance L de la bobine suivant la formule :

$$r' = A\,\frac{L^2}{\Lambda^3}$$

Comme la nouvelle inductance sera $l = L\,\frac{C}{c}$, la nouvelle résistance aura bien pour valeur :

$$'r = r''\left(\frac{C}{c}\right) = r$$

On montrerait de même que la résistance de deux condensateurs en parallèle — au sens de notre définition — est bien égale à la somme des résistances de chacun d'eux.

René MESNY.

DESCRIPTION D'UN AMPLIFICATEUR BASSE FRÉQUENCE A GRANDE SÉLECTION (1)

Par A. PAGÈS

Ingénieur à la Société d'Études pour liaisons téléphoniques à longues distances.

SOMMAIRE. — L'auteur décrit un montage d'amplificateur basse fréquence permettant d'obtenir des effets de résonance aigus et réglables.

Il utilise des couplages rétroactifs en opposition de phases par rapport aux tensions à amplifier. Ces couplages sont obtenus par des transformateurs aussi parfaits que possible et les effets de résonance en shuntant chaque transformateur de couplage par un réseau d'impédances présentant au moins une fréquence de contre-résonance : on s'est limité ici à l'étude du cas où ce réseau se compose simplement d'une self et d'une capacité.

I

L'appareil dont nous allons donner une description succincte est un amplificateur basse fréquence à résonance aiguë (2).

On s'est proposé d'amplifier, à l'exclusion de tous autres, des signaux harmoniques de fréquence déterminée, cette fréquence étant seulement assujettie à être de l'ordre des fréquences téléphoniques, c'est-à-dire comprise entre 300 et 3 000 périodes par seconde environ.

Cet appareil a reçu diverses applications dont on parlera ultérieurement; en particulier, on a cherché à l'utiliser pour le filtrage en basse fréquence de signaux radiotéléphoniques préalablement « détectés » et « hétérodynés ».

On a proposé d'utiliser pour résoudre ce problème des « filtres » à plusieurs cellules identiques ou différentes. On sait que cette solution est *théoriquement* la meilleure. *Pratiquement,* il n'en est pas toujours ainsi. On éprouve lorsqu'on cherche à réaliser des filtres à bande passante étroite de sérieuses difficultés qui élèvent sensiblement le prix de revient de ces appareils. D'autre part, le bon fonctionnement d'un filtre exigeant que des conditions d'adaptation rigoureuses soient respectées, il ne semble pas qu'il soit pratiquement possible de réaliser économiquement des filtres à éléments réglables permettant de déplacer à volonté la bande passante. Or, lorsqu'on cherche à recevoir des signaux fortement troublés par des signaux parasites, il est utile et même souvent indispensable d'agir

(1) Communication faite à la S. A. T. S. F., séance du 17 mars 1926.

(2) Le montage en question, ainsi que d'autres analogues, a fait l'objet de dépôt de brevets d'invention.

sur l'hétérodyne pour trouver le réglage le plus favorable : il est intéressant, en conséquence, de disposer d'un appareil filtreur permettant, par une manœuvre très simple et très rapide, d'isoler cette réception, quelle que soit la note sur laquelle les signaux sont entendus avec le réglage optimum. On verra que l'appareil en question répond à ces conditions.

Nous avons dit plus haut que les filtres donnaient théoriquement la meilleure solution du problème dont nous nous occupons; il est peut-être utile de préciser ce point (1) : si on connaît pour toutes fréquences « l'affaiblissement » et le « retard de phase » imposés en régime permanent par un système filtreur quelconque à une oscillation sinusoïdale, ce système est entièrement connu et en particulier on peut déterminer la durée du régime transitoire à la sortie de ce dispositif, d'un signal brusquement appliqué à l'entrée. Cette durée caractérise la vitesse de signalisation maxima au-dessus de laquelle le dispositif filtreur rendra les signaux intraduisibles. Sans vouloir insister sur cette question qui dépasse le cadre du présent article, cette durée du régime transitoire dépend principalement de la forme de la courbe donnant l'affaiblissement en fonction de la fréquence, courbe que nous appellerons, pour simplifier, la courbe de résonance du système filtreur. On démontre aisément que les signaux sont d'autant moins déformés que la forme de la courbe de résonance se rapproche davantage de la forme carrée qui correspondrait au filtre idéal (facile à calculer mais difficile à réaliser, même approximativement). Ce fait est un avantage théorique incontestable des filtres, mais malheureusement les courbes de résonance obtenues avec des filtres réels sont très arrondies et ne diffèrent pas considérablement de la forme « en cloche » qui caractérise les phénomènes de résonance simple tels que ceux que nous utilisons dans l'appareil en question.

La déformation des signaux que nous observerons ne sera donc pas sensiblement plus considérable que celle qui serait observée avec un filtre plus compliqué.

II

Nous avons cherché à utiliser en basse fréquence les phénomènes de réaction qu'on a l'habitude d'utiliser plus couramment en haute fréquence. L'emploi de la réaction, même aux fréquences les plus

(1) Dans la suite de cet article nous ferons plusieurs fois allusion à des résultats dus en particulier aux travaux de MM. Carson, Küpfmüller, etc.

graves, ne présente aucune difficulté : il suffit d'adapter les éléments des montages aux fréquences utilisées; on peut ainsi reproduire tous les montages d'amplificateurs haute fréquence à réaction qui sont bien connus. Malheureusement l'emploi de la réaction dans un montage à résonance qui s'interprète comme produisant une compensation partielle de l'amortissement d'un circuit oscillant, a pour conséquence inévitable l'accroissement de la constante de temps de ce circuit, c'est-à-dire l'accroissement de la durée d'établissement des signaux à la sortie de l'amplificateur. Cet effet est d'autant plus gênant que la fréquence de signalisation est plus basse.

Nous avons tourné cette difficulté d'une manière très simple.

La figure 1 représente le schéma de principe d'un amplificateur à deux lampes conforme à la description ci-après.

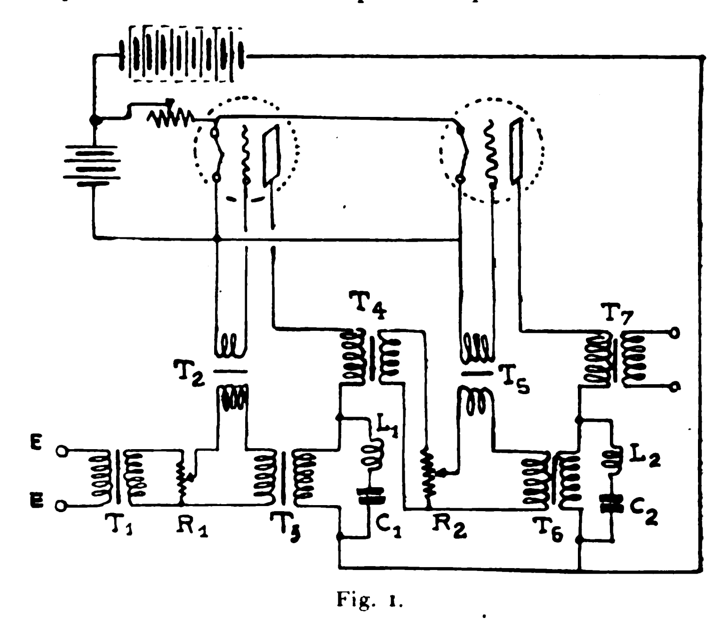


Fig. 1.

On suppose que cet amplificateur est branché derrière une lampe détectrice, dont le circuit de plaque est relié à l'entrée du transformateur T-1 et alimente à travers ce transformateur la résistance R-1. La tension aux bornes de cette résistance est transmise au circuit de grille de la première lampe par un transformateur élévateur de tension T-2. Dans le circuit de plaque de cette lampe sont embrochés, en série, le transformateur T-4, et le transformateur T-3. Le transformateur T-4 est un transformateur intermédiaire qui transmet les signaux amplifiés à la seconde lampe dont le montage

est identique à celui de la première. Le transformateur T-3 relie le circuit de plaque au circuit d'entrée de l'amplificateur et sert à produire dans ce dernier circuit une tension de réaction : ses enroulements sont connectés de telle sorte que cette tension de réaction soit en opposition de phases avec la tension aux bornes de R-1 que l'on veut amplifier. Un circuit contre-résonant constitué par une self L-1 et une capacité C-1 shunte le transformateur de réaction T-3. Le fonctionnement d'un tel montage est facile à expliquer.

Désignons par k et R_i (fig. 2) le pouvoir amplificateur de la lampe et sa résistance de plaque; par R_e la résistance du circuit d'utilisation embroché dans le circuit extérieur de plaque; par r, L et C la résistance effective, la self et la capacité du circuit contre-résonant de réaction et par α_1 et α_2 les rapports de transformation des transformateurs de grille et de réaction. Nous supposerons, en première

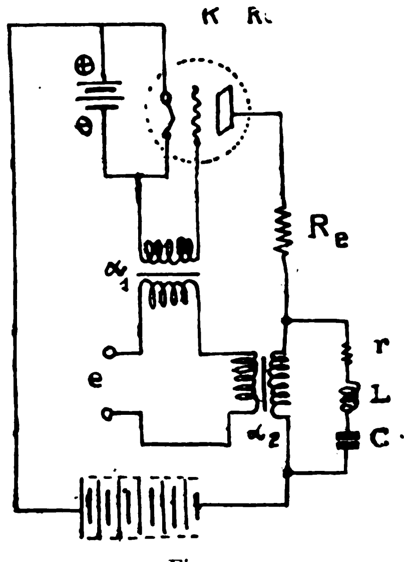


Fig. 2.

approximation, que les transformateurs sont parfaits (inductances infiniment grandes, fuites, résistances et capacités d'enroulement négligeables); nous supposerons donc que le rapport entre les tensions ou courants primaires et secondaires est égal au rapport de transformation théorique. Cette approximation, suffisante pour une première étude, permet d'écrire immédiatement l'équation caractéristique de la lampe; donnant le courant de plaque j en fonction de la force électromotrice appliquée, supposée sinusoïdale, e. On peut

admettre, en effet, que le courant j passe entièrement par la dérivation r, L, C.

On a immédiatement :

$$(R_i + R_e)j + L\frac{dj}{dt} + \frac{1}{C}\int j\,dt = K\alpha_1 e - K\alpha_1\alpha_2\left[rj + L\frac{dj}{dt} + \frac{1}{C}\int j\,dt\right]$$

à condition que les sens d'enroulement des transformateurs soient convenables, ou en posant :

$$R_i + R_e = R \qquad 1 + K\alpha_1\alpha_1 = \eta \qquad \eta L\frac{d^2 j}{dt^2} + (R + \eta r)\frac{dj}{dt} + \frac{\eta}{C}j = K\alpha_2\frac{de}{dt}$$

équation que l'on rapprochera immédiatement de celle qui régit l'établissement du courant dans un circuit comportant une résistance ρ, une self λ et une capacité γ sous l'action d'une force électromotrice sinusoïdale ε :

$$\lambda\frac{d^2 j}{dt^2} + \rho\frac{dj}{dt} + \frac{1}{\gamma}j = \frac{d\varepsilon}{dt}.$$

L'équation différentielle dont dépend le courant j est donc exactement de même forme que celle dont dépendrait le courant engendré dans un circuit comprenant, en série, une résistance R, et un circuit contre-résonant comprenant une résistance effective ηr, une self ηL et une capacité $\frac{C}{\eta}$ par une force électromotrice $K\alpha_1 e$. On pourrait imaginer que la force électromotrice e a été amplifiée par un amplificateur ordinaire (identique à celui que nous obtenons en court-circuitant le circuit contre-résonant) et qu'on a obtenu les effets désirés de sélection en branchant un circuit contre-résonant en série avec la résistance d'utilisation dans le circuit de sortie de l'amplificateur. Le montage décrit nous a permis d'obtenir les mêmes effets de résonance que ceux que l'on obtiendrait de la manière ci-dessus avec une self η fois plus forte et de même angle de phase; or, on sait que plus une self est forte, plus elle est difficile à réaliser si on ne peut augmenter considérablement ses dimensions; par exemple, il est facile de réaliser des selfs de l'ordre du henry avec un très bon angle de phase (noyaux toriques en manière magnétique comprimée), mais une self de 500 henrys de même angle de phase serait pratiquement irréalisable; or, on arrive aisément à donner au coefficient η des valeurs de l'ordre de 500. Nous sommes donc à même d'obtenir avec des éléments de petites dimensions des effets de résonance beaucoup plus parfaits que par tout autre procédé.

On n'est limité dans cette voie que par le fait que la constante de

temps qui caractérise les régimes transitoires du courant j et dont l'expression $\tau = \frac{\eta L}{R + \eta r}$ résulte immédiatement de l'équation ci-dessus, augmente avec η ou L (r étant petit) : la nécessité de ne pas trop déformer les signaux impose donc pour ce produit une valeur maxima; nous reviendrons sur cette condition, un peu plus loin.

En supposant les transformateurs parfaits, nous nous sommes contentés d'une approximation assez grossière; on sait, en effet, que pour les fréquences très basses il est difficile de réaliser des inductances assez fortes pour pouvoir être considérées comme infinies, tandis qu'aux fréquences aiguës on ne peut négliger les effets des capacités d'enroulement : ces considérations sont essentielles en particulier en ce qui concerne les transformateurs de grille dont le rapport de transformation est très élevé, de 25 à 50. Les courbes de

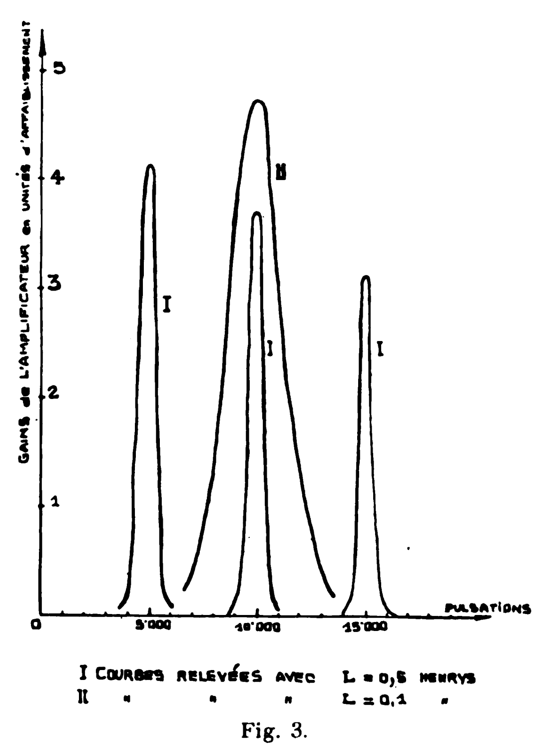


Fig. 3.

résonance que l'on relève expérimentalement en étudiant des montages conformes à ce qui a été décrit sont donc un peu moins favorables que ne l'indique la théorie élémentaire. On conçoit que l'étude et la réalisation très soigneuse des transformateurs soit pour ces

montages de la plus haute importance. Fort heureusement, les transformateurs pour courants de basse fréquence ont été, surtout à cause de leurs applications à la téléphonie ordinaire, extrêmement étudiés. Nous ne pouvons pas, dans cette courte note, donner de détails sur cette question.

Nous nous bornerons à reproduire une série de courbes de résonance obtenues à l'aide d'un appareil à deux lampes qui a donné des résultats satisfaisants (fig. 3).

III

Pour terminer, nous donnerons quelques précisions sur la manière d'utiliser l'appareil dans un montage récepteur de signaux radiotélégraphiques. Bien entendu, il sera utilisé pour l'amplification des signaux de basse fréquence obtenus après détection et battements avec une hétérodyne.

La recherche du poste à recevoir s'effectuera plus aisément en court-circuitant les circuits de réaction (un commutateur a été prévu à cet effet), ce qui, comme nous l'avons vu, transforme l'amplificateur sélectif en amplificateur ordinaire. On règlera l'hétérodyne de façon à obtenir une note de battements aussi aiguë qu'il sera possible (en accordant l'amplificateur sur une telle note on diminue l'influence perturbatrice des parasites atmosphériques).

Pour accorder l'amplificateur sur la note obtenue, il suffit de décourt-circuiter les circuits de réaction et de les accorder sur cette note : ces circuits étant identiques et libres de tout couplage avec quoi que ce soit, ils peuvent sans difficulté être commandés par le même organe de réglage. On retrouvera ainsi, au moyen d'une seule manœuvre, la signalisation à recevoir plus ou moins débarrassée, suivant le degré de sélectivité utilisé, de tous parasites.

Il reste enfin à déterminer le degré de sélectivité optimum à employer, c'est-à-dire, en définitive, la valeur à donner à la self (et par conséquent aux capacités de résonance) des circuits de rétroaction. Il s'agit de trouver le meilleur compromis entre deux conditions contradictoires : en effet, en augmentant la sélectivité, on étouffe mieux les signaux parasites provenant de stations d'émission travaillant sur une longueur d'onde peu différente de celle que l'on se propose de recevoir; on diminue également l'influence des perturbations atmosphériques; malheureusement les signaux reçus deviennent de plus en plus « mous » par suite de l'accroissement de la durée des régimes transitoires qui régissent leur établissement et leur rupture. En fait, on peut tolérer sans inconvénients une certaine

déformation des signaux reçus, laquelle varie avec les appareils traducteurs utilisés; cela détermine, étant donné les signaux les plus courts que l'on est susceptible de recevoir, une durée maxima tolérable des régimes transitoires, c'est-à-dire de la constante de temps dont nous avons donné ci-dessus l'expression. Pratiquement, on aura avantage à déterminer expérimentalement la valeur à donner à la self des circuits de réaction : on choisira une valeur aussi forte que possible en s'assurant, par écoute au casque, que les signaux reçus restent suffisamment nets.

Si, dans ces conditions, l'influence résiduelle des parasites atmosphériques est jugée encore trop considérable, il faudra perfectionner la sélection en haute fréquence ou, si cette dernière a été également bien conditionnée, utiliser de plus faibles vitesses de transmission afin de pouvoir augmenter la sélectivité à la réception.

Dans tous les cas, on se souviendra que quel que soit le procédé de filtrage utilisé, on ne peut diminuer l'influence des parasites au-dessous d'une limite déterminée tout en conservant une réception correcte. Si la forme de la courbe de résonance de l'appareil que nous avons décrit n'est pas celle qui permet d'atteindre exactement ce minimum, elle diffère assez peu des meilleures formes qu'il soit pratiquement possible d'obtenir (filtres) pour que le prix de revient moins élevé, la souplesse et la facilité de réglage de l'appareil présenté le rendent dans de nombreux cas intéressant.

A. Pagès.

MESURES DU CHAMP DES PRINCIPALES STATIONS EN AMÉRIQUE DU SUD

par Paul BORIAS

Ingénieur des Arts et Manufactures
Ingénieur du Service des Recherches de la Société Française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — Dans cet article, l'auteur expose une méthode de mesure de champs électromagnétiques en valeur absolue, méthode qu'il a appliquée aux signaux des stations d'ondes longues reçues le plus facilement en République Argentine.

Ces mesures ont été effectuées pour le compte de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil, au cours des années 1923 et 1924, au centre de réception de la Transradio Internacional, à villa Elisa, près de Buenos-Ayres.

Vu l'improvisation des méthodes employées, elles ne sauraient comporter une précision supérieure à 15 ou 20 pour 100, mais comme, néanmoins, elles fixent l'ordre des phénomènes, l'auteur a pensé que leur publication pouvait contribuer à éclairer l'étude de la propagation aux grandes distances, étude encore mal approfondie même pour les grandes longueurs d'onde.

En résumé, les ondes reçues du Nord et du Nord-Est ont donné des chiffres assez voisins de ceux fournis par la formule d'Austin, parfois inférieurs, avec une absorption caractérisée à 7 heures, heure locale, quelle que soit la saison. Les ondes venues de l'Ouest par le Pacifique se sont au contraire montrées particulièrement intenses.

Le fond des parasites argentins provient d'une direction voisine du Nord. Leur foyer semble très éloigné. A ce fond de parasites dirigés se superposent souvent d'autres parasites plus violents dus à des conflits atmosphériques locaux.

Principales méthodes de mesures de champ en valeur absolue

Mesurer en valeur absolue le champ produit en un lieu par un émetteur revient à mesurer l'intensité induite dans un récepteur de hauteur de rayonnement et de résistance haute-fréquence connus, réglé à la résonance. C'est en particulier la méthode utilisée à faible distance (lorsque l'exponentielle de la formule d'Austin est très voisine de l'unité) pour mesurer la hauteur effective d'un émetteur en utilisant comme appareil de mesure un couple thermoélectrique ou un bolomètre.

A grande distance, les méthodes de mesures directes ne peuvent plus être employées, il devient nécessaire d'amplifier le signal pour le déceler. Dès qu'il est nécessaire d'utiliser une amplification, on a alors

recours à une autre méthode. On compare le signal, musical ou redressé, à un autre signal créé par un émetteur local dont on peut vérifier la constance. Il reste à connaître l'accouplement entre l'émetteur local et l'aérien récepteur.

M. de Bellescize [1] au cours du voyage de l'*Aldébarran* aux Antipodes faisait rayonner son émetteur local par un petit cadre à prises variables donnant ainsi dans le récepteur une force électromotrice proportionnelle au nombre des spires.

Austin utilise une antenne auxiliaire de hauteur de radiation connue, située à quelques kilomètres de distance du récepteur. La force électromotrice induite par cette antenne auxiliaire peut être calculée exactement, l'exponentielle d'absorption étant voisine de l'unité.

Le professeur d'hydrographie Mesny a exposé dans cette revue [2] la méthode de couplage électromagnétique, calculable et variable suivant une loi connue qu'il utilise à l'Observatoire de Meudon.

Eskerseley et Beverage emploient également un couplage électromagnétique connu entre l'émetteur auxiliaire et le récepteur.

Greenlaf Pickard en Amérique [3] et C. R. Englund en Angleterre [4] ont utilisé des couplages ohmiques entre l'émetteur local et le cadre récepteur.

C'est également un couplage par résistance qu'a utilisé l'auteur. Mais le fait qu'à cette époque il n'avait pas encore connaissance des travaux de Pickard ni de ceux de Englund explique que la solution à laquelle il se soit arrêté soit légèrement différente et présente d'une part des inconvénients et d'autre part des avantages que ne présentent pas les deux autres.

Méthode utilisée.

L'aérien récepteur était un cadre équilibré de 222 spires bobiné sur un polygone étoilé de 16 côtés inscrit dans un cercle de 2 m. 50 de diamètre (fig. 1). Le fil va d'une arête à la 3e à la suite et redevient parallèle à lui-même après trois tours, d'où une diminution de self-inductance et de capacité répartie pour une surface donnée, par rapport à un bobinage cylindrique.

Pour les bobines de self-inductance, la diminution de capacité par

---

(1) *Radioélectricité*, Lieutenant de vaisseau Guierre, pp. 487-567, t. I.
(2) *L'Onde Electrique*, t. I, pp. 54-158.
(3) *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, juin 1922.
(4) *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, février 1923.

l'enroulement en « gabion » est un avantage, la diminution de la self est un inconvénient. Pour un cadre, la diminution simultanée de la self et de la capacité ne peut être qu'un avantage.

Trois spires représentent 16 triangles isocèles de 67° au sommet, au

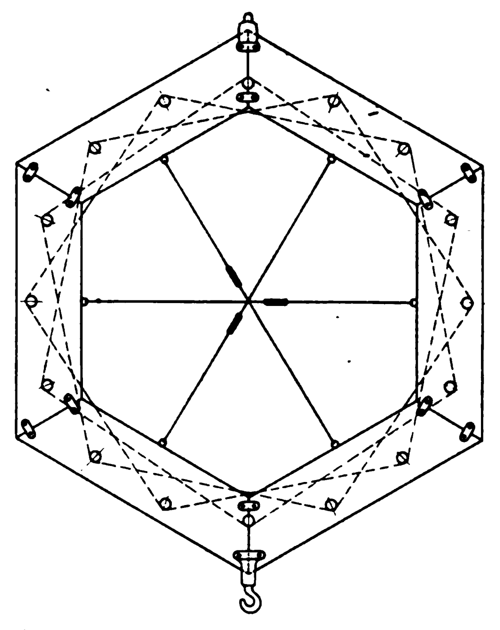


Fig. 1.

total 854 m² 70. La hauteur effective était de 54 centimètres et le décrément de 0,10 sur l'onde de 10.000 m.

L'émetteur local était constitué par une hétérodyne S. F. R. YGC2 enfermée dans une double cage de Faraday 1 (fig. 2), l'une en laiton, l'autre en fer-blanc. Une manette extérieure permettait de régler la longueur d'onde de cet émetteur.

Un couple thermoélectrique 2 intercalé dans le circuit oscillant permettait à tout moment de connaître l'intensité H. F. dans ce circuit et sa variation avec la longueur d'onde.

Aux bornes d'une résistance 3 dont le milieu est relié au sol, est empruntée la différence de potentiel H. F. dont une fraction connue est introduite dans le cadre récepteur. 5 est une résistance fixe de même valeur que 3, 6 un rhéostat à plots faisant varier par quantités très petites la force électromotrice introduite dans le cadre.

3, 5 et 6 ont été constituées en fil très fin possédant en H. F. la même résistance qu'en courant continu. Leur valeur, environ 2/10 d'ohm,

reste faible devant l'impédance entre les deux conducteurs sous plomb 4 reliant l'émetteur au cadre, et devant la résistance ohmique du cadre en résonance.

Il a été vérifié au préalable que les variations de 6 n'influaient pas sur la valeur du courant H. F. dans l'émetteur 1.

Les plots de 6 étaient à larges contacts fréquemment nettoyés pour éviter les résistances de contact.

Un étalonnage préalable en courant continu avait fait connaître

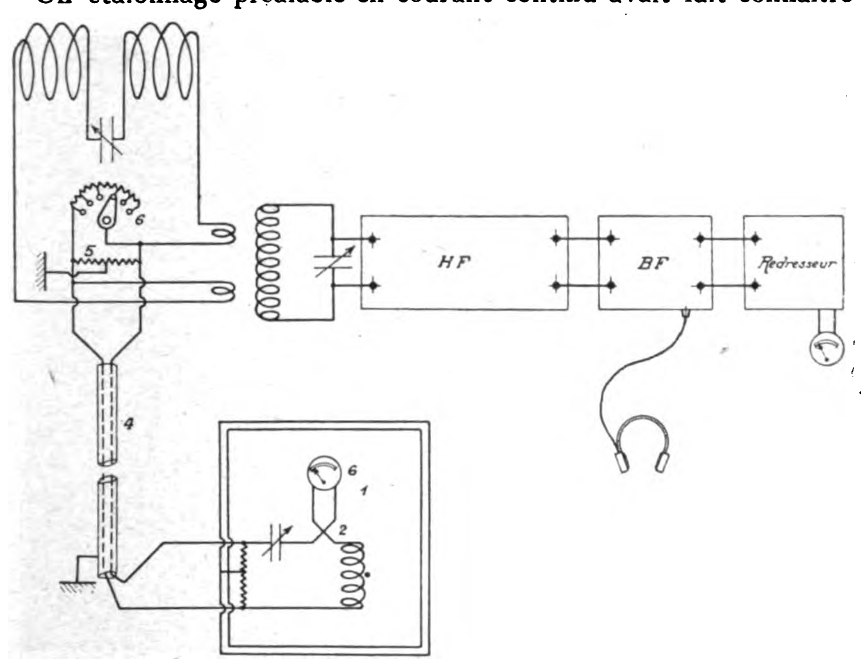


Fig. 2.

pour chaque position du commutateur 6 la force électromotrice entre ses bornes pour un courant *i* traversant le circuit oscillant de l'émetteur auxiliaire.

Un tableau permettait de connaître pour chaque valeur de *i* la force électromotrice introduite dans le cadre, et son équivalence en microvolts par mètre de hauteur effective pour les diverses longueurs d'ondes.

Méthodes de comparaison

La méthode la plus couramment employée est celle qui consiste à redresser le signal et à lire sur un milliampèremètre la déviation produite par le signal redressé, après s'être bien assuré qu'aucun triode

ne se trouve saturé et qu'aucun phénomène de limitation n'intervient. Lorsque le signal cesse, on règle l'action de l'émetteur local jusqu'à reproduire la même déviation du milliampèremètre, et l'on écrit alors que les forces électromotrices dans le cadre étaient les mêmes dans les deux cas.

Une autre méthode compare dans un écouteur les intensités du son musical produites par le signal et l'émetteur local en les substituant rapidement l'un à l'autre.

Nous avons fait usage successivement des deux méthodes.

La première, plus précise, n'est possible que sur de longs traits continus du signal. Nous l'avons pratiquée à plusieurs reprises sur Sainte-Assise et Long-Island qui ont effectué sur notre demande des traits de dix secondes.

Une précaution était cependant nécessaire dans notre cas particulier. Pour ne pas être gênés par des phénomènes de limitation, nous devions renoncer aux qualités antiparasites des appareils S. F. R. L'agitation de l'aiguille du milliampèremètre par les parasites devenait alors telle que toute mesure de déviation en trait continu était impossible. Nous avons alors placé le milliampèremètre dans un circuit de 50 000 ohms de résistance shunté par 50 microfarads, présentant par conséquent une constante de temps de l'ordre de 2,5 secondes. Dans ces conditions, l'aiguille restait sensiblement immobile sous l'influence de l'intensité moyenne des parasites étalés et subissait une nouvelle déviation franche sous l'influence du trait continu du signal dont la présence était d'ailleurs vérifiée au casque avant redressement.

Notons que l'intensité des parasites étalés était du même ordre de grandeur et parfois supérieure à celle du signal.

La seconde méthode quoique moins précise est néanmoins très maniable et permet d'effectuer des mesures sur des postes en trafic. L'émission locale est d'abord superposée au signal et réglée jusqu'au synchronisme des battements acoustiques, puis est interrompue et rétablie chaque fois que le poste à mesurer cesse de transmettre. Avec un peu d'entraînement, ou arrive à apprécier la fourchette des deux plots de 6 encadrant l'intensité du signal, et des opérateurs différents retrouvent chaque fois les mêmes valeurs.

Nous avons cherché à contrôler l'exactitude de la méthode ci-dessus au moyens du procédé d'Austin. Pour cela, nous avons exécuté à Villa Elisa (Centre de réception où nous opérions), une mesure de hauteur de rayonnement de l'antenne du centre d'émission de Monte-Grande, situé à 40 kilomètres à vol d'oiseau.

Cette mesure nous a donné le chiffre de 150 mètres.

Nous avons alors accouplé cette antenne à un émetteur à lampes donnant une fraction d'ampère et avons mesuré en valeur absolue le

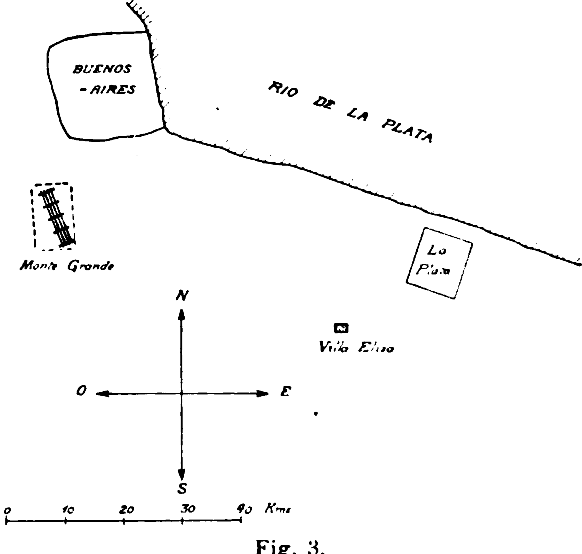


Fig. 3.

champ produit à Villa Elisa. Au cours d'une première séance, les valeurs mesurées à Villa Elisa ne différaient pas de plus de 10 % de celles calculées. Une seconde séance a été interrompue par des avaries sans avoir pu exécuter de mesures.

Résultats obtenus

Nous donnons (fig. 4) un tableau représentant sur les principales stations les champs mesurés au cours des mois d'octobre 1923 et février 1924. D'un jour à l'autre, les mesures aux mêmes heures se retrouvent assez comparables. Les variations au cours de l'année sont très lentes. Parfois, à certaines heures, se constataient des renforcements, renforcements n'intéressant jamais qu'une seule onde, une seule direction et un seul poste à la fois.

Les valeurs sur WQL (Rocky-Point), et Sainte-Assise sont assez voisines de celles données par la formule d'Austin. Par contre Honolulu KGI quoique plus éloigné et d'un HI plus faible que WQL lui était toujours très supérieur. Du reste, tous les postes reçus par l'ouest bénéficient d'un renforcement. Hatomaraschi JAA, au Japon, brouillerait facilement Sainte-Assise UFT s'ils n'étaient respectivement dans des azimuths très différents.

Dates	Heure locale TMG. — 4 h	New-York WQL 17 500 m	Sainte-Assise		Bordeaux LY 18 500 m	Honolulu KGI 16 300 m
			UFT 14 300 m	UFU 19 300 m		
1923		microvolts	microvolts	microvolts	microvolts	microvolts
6-10	04 h 00	25,1				
7-10	04 h 00 08 h 00	27 5,5				
8-10	08 h 00 11 h 00 16 h 00	6 9,5 8				
10-10	04 h 00 08 h 00 10 h 15 16 h 00 18 h 30 21 h 15	25 5,3 10 8 9,3 22,5	3 9	5,8	16 9,5	3,8 » 13,6 » 7,5 20
11-10	04 h 00 05 h 00 06 h 00 11 h 00	25 20 » 9,2				43 43 13,3 »
12-10	22 h 30	22,4	8		9	30
13-10	08 h 00 22 h 00 23 h 00	5,5 25 »	2,75 8 12,4			
14-10	04 h 00	30				65
17-10	08 h 00		2,9		4,9	
20-10	21 h 00	18	16	7,2	8,3	
21-10	10 h 00				6,5	
22-10	10 h 00 18 h 00			5,4	6,2 10,5	
23-10	09 h 00		3		6,5	
25-10	09 h 00 22 h 00	8 9,5			6,5 10	
30-10	22 h 30			5	6,5	

Fig. 4.

Dates	Heure locale	WQL 17 500 mètres	UFU 19 300 mètres
1924		microvolts	microvolts
2-2	11 h 00	9,6	
3-2	09 h 30	9	4
	23 h 30	11	
4-2	00 h 30	»	8
	02 h 00	»	13
	03 h 00	»	16
	03 h 30	»	16
	03 h 50	22	
	05 h 00	24	
	05 h 15	30	
	05 h 50	25	
	06 h 15	16	
	06 h 30	10	
	06 h 50	7,5	
	07 h 00	5,5	
6-2	11 h 30	9,8	
12-2	06 h 15	15	
	06 h 30	9	
	07 h 15	5,3	
	08 h 30	8,5	
15-2	09 h 00	9,5	
22-2	00 h 15		25
	02 h 15		18
	03 h 30		12
	04 h 00		<5
24-2	15 h 00	9	

Fig. 4 *bis*.

Les tableaux figures 5 et 6 donnent à deux époques différentes des graphiques. L'absorption sur WQL à 7 heures, temps local, s'observe à la même heure d'un bout de l'année à l'autre. Si cette absorption est causée par l'arrivée des premiers rayons solaires sur une zone du parcours, il faut admettre que cette zone est très voisine de l'Equateur,

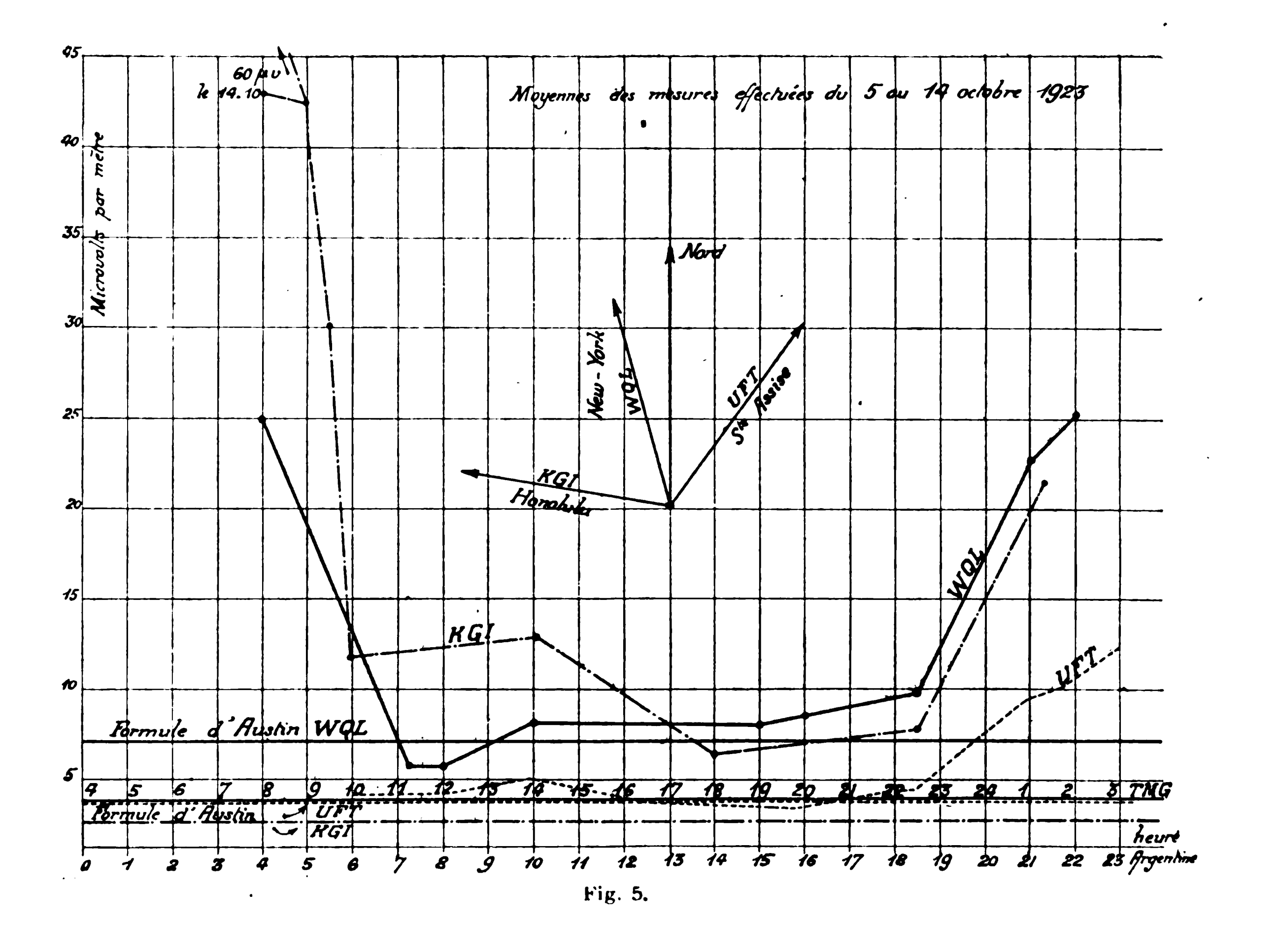

Moyennes des mesures effectuées du 5 au 14 octobre 1923
Microvolts par mètre
60 μv
le 14.10
Nord
New-York
WQL
UFT
Ste Assise
KGI
Honolulu
KGI
WQL
UFT
Formule d'Austin WQL
Formule d'Austin
UFT
KGI
TMG
heure
Argentine

Fig. 5.

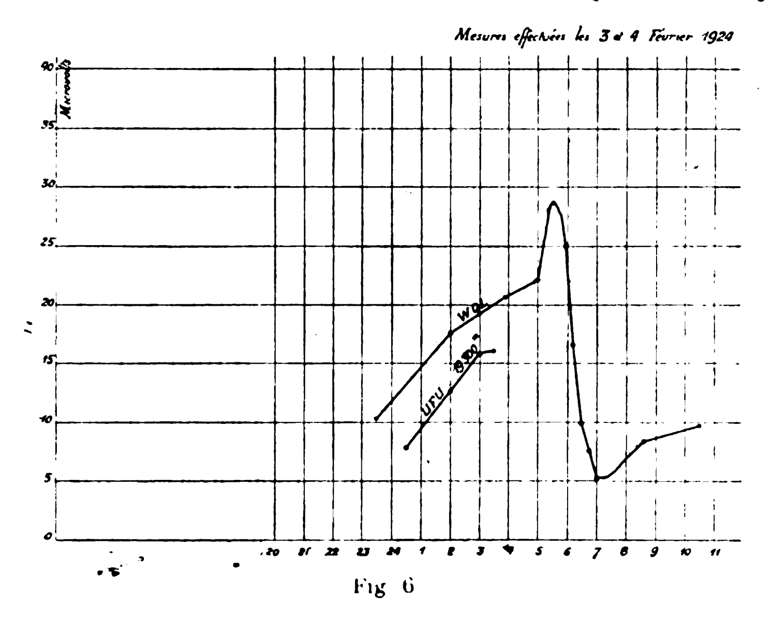


Fig 6

pour que cette heure d'arrivée ne varie pas sensiblement d'une saison à l'autre (fig. 7).

Au cours de mesures antérieures au téléphone shunté, cette

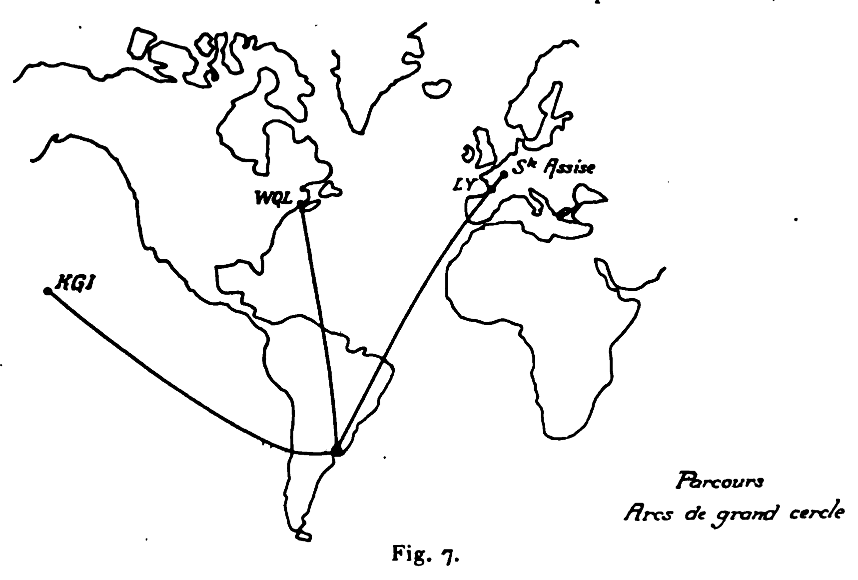


Fig. 7.

absorption de 7 heures était passée inaperçue, car elle est accompagnée d'une diminution considérable des parasites et d'une augmentation finale de la lisibilité.

Remarques sur les parasites en Argentine

Nous avons recherché à Villa Elisa la répartition des parasites autour de l'horizon. Le graphique figure 8 représente dans les différents azimuths explorés par un cadre compensé par une antenne (cardioïde), le nombre des parasites ayant fait basculer un relais inscripteur monté après le redresseur.

Cette courbe ne représente évidemment pas la répartition des parasites autour de l'horizon.

Ce rétablissement n'est pas possible pratiquement, car sur le récepteur on ne peut ajouter algébriquement des parasites dont les directions diffèrent de 180° et dont l'action sur un cadre au lieu de s'annuler donne deux parasites.

Il règne d'autre part une indétermination. En effet, des parasites égaux répartis sur des azimuths symétriques donneraient un cercle sur une courbe analogue à celle de la figure 8.

Quoi qu'il en soit, la figure 8 est très voisine d'une cardioïde théo-

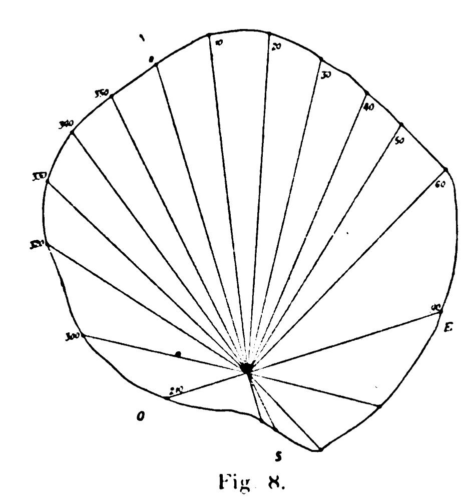


Fig. 8.

rique, ce qui dénote un gisement presque unique, tout au moins pour ceux ayant réussi à faire basculer le relais.

Ce gisement presque unique au Nord-Nord-Est défavorise la réception des signaux européens et nord-américains. Des antennes Blondel décalées de manière à donner un diagramme en $\cos\alpha\,(\cos\alpha + 1)$ n'ont pas apporté d'améliorations sensibles sur les postes du Nord. Par contre, sur les postes du Pacifique, nous avons pu obtenir un nettoyage presque absolu des parasites.

Les parasites dirigés de la figure 8 forment le fond normal des parasites argentins ; ils diminuent considérablement à 7 heures, heure locale. Ils n'ont pas d'influence sur les ondes très courtes et sont d'autant plus intenses que l'on écoute sur des ondes plus longues. Nous ajouterons qu'ils doivent venir de très loin, car les procès-verbaux d'écoute de Rio de Janeiro et Buenos-Aires ont montré que les mêmes lettres des mêmes mots étaient détruites par les mêmes parasites.

A ce fond de parasites orientés, viennent s'ajouter des parasites locaux provenant d'orages et de conflits entre les alizés et les contre-alizés. Ces parasites ont la même action sur les ondes longues et les ondes très courtes ainsi que nous l'avons vérifié en équipant un casque au moyen d'un écouteur sur ondes longues et un autre sur ondes très courtes. Les décharges ressortent les mêmes, mêmes durées et mêmes formes.

Nous croyons que ces deux natures de parasites peuvent avoir la même origine, atmosphérique ou autre, et que leur influence différente sur la période des circuits récepteurs peut provenir des chemins parcourus.

Au voisinage de son origine, une décharge peut être extrêmement courte et exciter tous les circuits même ceux de périodes très courtes. Le front de l'onde doit être très abrupt. Or, dans un diélectrique imparfait comme peuvent l'être certaines régions de l'atmosphère, la vitesse de propagation des ondes est inférieure à la vitesse de la lumière et s'en approche d'autant plus que la fréquence est plus grande. Le front abrupt de l'onde tend à se propager plus vite que si la variation était moins rapide dans le temps. Il y aurait un étirement en durée de l'onde. Des réflexions successives sur la couche d'Heaviside et le sol peuvent également former un écho allongeant la décharge. Dans ces conditions, après un parcours assez long, la décharge n'excitera plus que les circuits de périodes longues voisines de sa propre durée.

De même, le bruit d'une explosion est un fracas brisant pour un observateur situé à quelques mètres de distance et un sourd roulement pour un autre à quelques kilomètres.

Ce n'est là qu'une suggestion de notre part et nous serons heureux si les relevés et remarques ci-dessus peuvent fournir aux chercheurs des éléments pour approfondir les deux importants problèmes de la propagation des ondes électromagnétiques et de la nature des décharges parasites.

Paul Borias.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ORDINAIRE

(suite du numéro de *L'Onde Électrique* de mai 1926).

Résultats du scrutin.

Nombre de votants : 112.

Sont élus :

Président pour 1927-1928 : M. Lallemand, membre de l'Institut. 110 voix

Vice-président pour 1926-1927-1928-1929 : M. Langevin, professeur au Collège de France . . . . 111 voix

Secrétaire général pour 1926-1927-1928-1929 : M. Mesny, professeur d'Hydrographie de la Marine . . . . 112 voix

Trésorier pour 1926-1927-1928-1929 : M. Colmant, ingénieur des Arts et Manufactures . . . . 112 voix

Secrétaire pour 1926-1927-1928-1929 : M. Chiron, éditeur . . 105 voix

Membres du Conseil pour 1926-1927-1928-1929 :

M. Abraham, professeur à la Sorbonne . . . . 111 voix
M. Atthalin, directeur de la Banque de Paris et des Pays-Bas . . 108 voix
M. Barthélémy, ingénieur-électricien . . . . 110 voix
Capitaine Bureau, de l'Office National Météorologique . . . . . 112 voix
M. Fabry, professeur à la Sorbonne . . . . 111 voix
M. Jouaust, sous-directeur du Laboratoire Central d'Électricité . . 112 voix
M. Lardry, professeur au lycée du Mans . . . . 112 voix
M. Lévy, industriel . . . . 98 voix
M. Lumière, membre de l'Institut . . . . 112 voix

Commissaires aux Comptes pour 1926-1927 :

M. David, ingénieur à la Radiotélégraphie militaire . . . . 112 voix
M. Driencourt, ingénieur hydrographe de la Marine . . . . . . 111 voix
M. Taillefer, avocat à la Cour d'Appel . . . . 112 voix

L'Assemblée avait aussi à se prononcer sur la modification suivante apportée aux statuts.

ARTICLE II

La Société se compose . . . .

. . . .

Tous les membres de la Société, sauf les membres d'honneur, paient une cotisation annuelle dont le minimum est fixé comme suit :

Membres titulaires	Particuliers	35 francs
	Sociétés et collectivités . . .	140 francs
Membres associés		20 francs

. . . .

Ces publications leur seront adressées gratuitement. Toutefois les membres résidant à l'étranger devront verser en sus de leur cotisation annuelle une somme destinée à couvrir le supplément des frais postaux, somme qui sera déterminée par le bureau.

Les membres titulaires qui, en plus de la publication technique gratuite, désireraient recevoir aussi la publication non technique servie aux membres associés, paieront un supplément de cotisation de 15 francs, augmentés des frais postaux supplémentaires pour les membres résidant à l'étranger.

Résultats :

Pour la modification	67 voix
Contre	20 voix
Abstention	25 voix

Liste des nouveaux sociétaires

MM. Poisson (Charles), ecclésiastique, directeur de l'Observatoire de Tananarive (Madagascar).

Lecoustey (Maurice), électricien, 18, rue Jobbé-Duval, Paris-15e.

Célerier (Arsène), étudiant, Écoles communales, Saint-Yrieix-la-Perche (Haute-Vienne).

Aisberg (Eugène), secrétaire général de la Radio Association Internationale, 18, rue Gérando, Paris-9e.

Apard (André), aide-ingénieur, 17, rue de l'Espérance, Asnières (Seine).

Michelin (Bernard), élève au lycée Louis-le-Grand, 18, avenue du Parc-Montsouris, Paris-14e.

Sev (Alexandre), licencié ès sciences, ingénieur E. S. E., 11, rue Henri-Martin, Paris-16e.

Holtzhammer (Henri), lieutenant de vaisseau, 51, rue Victor-Hugo, Brest.

Moser (Louis), ingénieur électricien E. P. Z., 177, rue Croix-Nivert, Paris-15e.

Bonfils (Jacques), ingénieur E. B. P. et E. S. E. (radio), 31, avenue de la République, Paris-20e.

Lotte (Henri), contrôleur principal des Contributions directes à Paris, 8, rue Régis, Paris-6e.

Boutin (Jean), ingénieur, Station des Répéteurs, Câble Paris-Strasbourg-Châlons.

Laporte (Georges), directeur de l'Union Hydro-Électrique, 107, boulevard Haussmann, Paris-8e.

Lhermite (Maurice), ingénieur P. T. T., 34, rue Daviel, Paris-13e.

Bras (François), lieutenant de vaisseau, 22, rue Biot, Beauvais (Oise).

Gourvest (Pierre), lieutenant de vaisseau, rue Lamotte-Picquet, Paris-13e.

Cord'homme (Jacques), officier de marine, Villa « Les Fontenelles », Saint-Cast (Côtes-du-Nord).

Penet (Henri), officier de marine, 84, avenue Jean-Jaurès, Paris-17e.

Nicolesco (Constantin), enseigne de vaisseau, 22, rue Ghixie, Bucarest (Roumanie).

Le Bas (Eugène), officier de marine, 4, rue Jeanne d'Arc, Nantes.

Huet (Yves), lieutenant de vaisseau, 7, rue du Rocher, Nice.

Alvin (Louis-Pierre), ingénieur E. S. E., 4, rue des Eaux, Paris-16e.

Bouscasse (Jean), ingénieur E. S. E., 11, rue Ernest-Renan, Paris-15e.

Brunhes (Julien), officier de marine, 87, boulevard de Port-Royal, Paris-13e.

Wiscart (Georges), officier de marine, à Guesnain, par Dachy (Nord).

Baudry (Serge), ingénieur E. S. E., 18, rue Soufflot, Paris-5e.

PROCHAINES RÉUNIONS

MERCREDI 16 JUIN 1926, A 20 H. 45

Salle de la Société d'Encouragement à l'Industrie Nationale

44, RUE DE RENNES, 44

Communication de M. Bernard Decau

L'utilisation des lampes à quatre électrodes.

Généralités. Caractéristiques. — *Montages « à une grille »*. Montages à grande amplification ; utilisation de faibles tensions de plaque ; montages spéciaux ; *Montages « à deux grilles »*. Lampes à fonctions multiples ; montages équilibrés ; utilisation de la résistance négative.

MARDI 6 JUILLET 1926

Communication de M. le Commandant Jullien

6e Conférence de documentation sur la radiotéléphonie.



INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Fondation George Montefiore (prix triennal). — Article premier. — Un prix dont le montant est constitué par les intérêts accumulés d'un capital de 150.000 francs de rente belge à 3 % est décerné tous les trois ans, à la suite d'un concours international, au meilleur travail original présenté sur l'avancement scientifique et sur les progrès dans les applications techniques de l'électricité dans tous les domaines, à l'exclusion des ouvrages de vulgarisation ou de simple compilation.

Art. 2. — Le prix porte le nom de *Fondation George Montefiore*.

Art. 3. — Sont seuls admis au concours les travaux présentés pendant les trois années qui précèdent la réunion du jury. Ils doivent être rédigés en français ou en anglais et peuvent être imprimés ou manuscrits. Toutefois, les manuscrits doivent être dactylographiés et, dans tous les cas, le jury peut en décider l'impression.

Art. 4. — Le jury est formé de dix ingénieurs électriciens, dont cinq belges et cinq étrangers, sous la présidence du professeur-directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore, lequel est de droit un des délégués belges.

Sauf les exceptions stipulées par le fondateur, ceux-ci ne peuvent être choisis en dehors des porteurs du diplôme de l'Institut électrotechnique Montefiore.

Art. 5. — Par une majorité de quatre cinquièmes dans chacune des deux sections, étrangers et nationaux (lesquels doivent, à cet effet, voter séparément), le prix peut être exceptionnellement divisé.

A la même majorité, le jury peut accorder un tiers du disponible, au maximum, pour une découverte capitale, à une personne n'ayant pas pris part au concours ou à un travail qui, sans rentrer complètement dans le programme, montre une idée neuve pouvant avoir des développements importants dans le domaine de l'électricité.

Art. 6. — Dans le cas où le prix n'est pas attribué ou si le jury n'attribue qu'un prix partiel, toute la somme rendue ainsi disponible est ajoutée au prix de la période triennale suivante.

Art. 7. — Les travaux dactylographiés peuvent être signés ou anonymes. Est réputé anonyme tout travail qui n'est pas revêtu de la signature lisible et de l'adresse complète de l'auteur.

Les travaux anonymes doivent porter une devise, répétée à l'extérieur d'un pli cacheté joint à l'envoi; à l'intérieur de ce pli, le nom, le prénom, la signature et le domicile de l'auteur seront écrits lisiblement.

Art. 8. — Tous les travaux, qu'ils soient imprimés ou dactylographiés, sont à produire en douze exemplaires; ils doivent être adressés franco à M. le secrétaire-archiviste de la *Fondation George Montefiore*, à l'hôtel de l'Association, rue Saint-Gilles, 31, Liége (Belgique).

Le secrétaire-archiviste accuse réception des envois aux auteurs ou expéditeurs qui se font connaitre.

Art. 9. — Les travaux dont le jury a décidé l'impression sont publiés au *Bulletin de l'Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut électrotechnique Montefiore*. De cette publication ne résulte pour les auteurs ni charge de frais, ni ouverture à leur profit de droits quelconques. Il leur est néanmoins attribué, à titre gracieux, vingt-cinq tirés à part.

Pour cette publication, les textes anglais peuvent être traduits en français par les soins de l'Association.

Concours de 1926
reporté exceptionnellement à 1927.

Le montant du prix à décerner est de vingt mille cinq cents francs.

La date extrême pour la réception

des travaux à soumettre au jury est fixée au 30 avril 1927.

Les travaux présentés porteront en tête du texte et d'une manière bien apparente la mention : « Travail soumis au concours de la Fondation George Montefiore, session de 1923-1926. »

Pour le Conseil d'administration de l'Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut électrotechnique Montefiore.

Le Secrétaire Général :
L. CALMEAU.

Le Président :
Omer DE BAST.

Examen d'aptitude à l'emploi de radiotélégraphiste de bord. — Une session d'examen aura lieu les 6 et 7 juillet, à Marseille.

Les candidats se réuniront à l'École Nationale de Navigation Maritime, 13, rue des Convalescents, Marseille.

Ils devront être munis de papier, porte-plume et encre.

L'examen commencera à 9 heures.

Les dossiers des candidats, *complets* et *réguliers*, constitués *conformément à l'article 8 de l'arrêté du 16 novembre 1923*, devront parvenir avant le 25 juin 1926, au Service de la Télégraphie sans fil, 5, rue Froidevaux, Paris (XIVe). *Passé ce délai, les déclarations de candidatures ne seront plus acceptées.*

Les candidats qui se sont présentés aux examens antérieurs et dont les dossiers sont en instance au Service de la Télégraphie sans fil transmettront leurs demandes dûment établies sur papier timbré à 2 fr. 40, en rappelant que les autres pièces ont été adressées antérieurement et en indiquant à nouveau la classe du certificat à laquelle ils prétendent. Toutefois, les candidats dont l'extrait de casier judiciaire a plus de deux mois de date, devront renouveler cette pièce.

Si les candidats sont déjà titulaires d'un certificat de radiotélégraphiste de bord (2e classe A, 2e classe B, écouteur), mention devra en être faite également sur la demande.

4e Conférence de Documentation

LES ATMOSPHÉRIQUES [1]

Par M. R. BUREAU,

chef de la Section des transmissions de l'Office national météorologique.

SOMMAIRE. — I. *Méthodes d'observation et instruments de mesure.* — Il faut, dans l'observation des atmosphériques, éviter de considérer, a priori, que cette observation revient simplement à celle des orages à distance. Il faut étudier les atmosphériques pour eux-mêmes, en évitant toute hypothèse inutile sur leur origine. Les observations portent sur la fréquence des atmosphériques, leur intensité, leur caractère directif, leur longueur d'onde, leur nature. La nature particulière du phénomène impose certaines précautions dans les observations et les mesures et une grande prudence dans les conclusions qu'on en tire.

II. *Les résultats.* — Il y a trois types bien distincts de variation diurne : premier type avec maximum de nuit; deuxième type avec maximum l'après-midi; troisième type avec une répartition quelconque des périodes d'atmosphériques violents. Ces trois types de variation diurne peuvent servir de base à une classification des atmosphériques. On peut y ramener les phénomènes directifs, le caractère des décharges, l'influence de la longueur d'onde, celle de l'altitude et celle des conditions géographiques et orographiques.

III. *Les influences météorologiques.* — On rattache ces trois types d'atmosphériques à des phénomènes météorologiques. Le premier type forme un fond général surtout sensible dans les couches d'inversion anticycloniques. Le deuxième est dû à l'échauffement intense du sol par le soleil dans certaines circonstances météorologiques, le troisième à l'action des discontinuités de l'atmosphère. Tous se ramènent au gradient vertical de la température.

IV. *Les théories.* — A la théorie d'une origine tropicale des atmosphériques, s'oppose la théorie de l'action météorologique locale. Les théories cosmiques ne semblent pas justifiables.

V. *Conclusion.* — Il importe avant tout, dans toute étude, de bien distinguer les divers types d'atmosphériques.

Tout appareil récepteur de radiotélégraphie ou de radiotéléphonie révèle, certains jours, l'existence d'ondes électromagnétiques naturelles, les *atmosphériques*. Elles ont été longtemps et sont parfois encore dénommées des manières les plus diverses. En français, on les désigne fréquemment sous le nom de *parasites atmosphériques* ou simplement de *parasites*. En anglais, le mot *atmospherics* est parfois remplacé par ceux de *Statics*, *X's*, *Strays*, *Noises*. En allemand, on rencontre les dénominations de *Electrische Störungen*, *Empfangsstörungen*, *Atmosphärische Störungen*, *Irrgänger*. En italien, celle de *atmosferici*.

---

(1) Conférence de documentation faite à la Société des Amis de la T. S. F., le 19 mai 1926.



Dans les abréviations radiotélégraphiques internationales, les parasites atmosphériques sont désignés par les lettres QRN. D'autre part, les opérateurs radiotélégraphistes les désignent très fréquemment sous le nom impropre *d'orages* (1); habitude fâcheuse qui crée de regrettables confusions.

I. — LES MÉTHODES D'OBSERVATION ET LES INSTRUMENTS DE MESURE

1. **Les « détecteurs d'orages ».** — Les appareils radiotélégraphiques susceptibles de déceler la présence des ondes hertziennes servirent d'abord à capter les ondes naturelles. Ce n'est que plus tard qu'on chercha à les utiliser dans les buts télégraphiques.

Popoff (106) est le premier qui ait fait à ce sujet des expériences nettes et qui ait exprimé l'opinion que l'on pouvait compléter l'étude des orages à l'aide d'un *cohéreur* inséré entre une antenne et une prise de terre (2). En attribuant aux éclairs le rôle de producteurs des atmosphériques, il a émis une hypothèse qui devait avoir par la suite une grande vogue et donner lieu, de tous côtés, à des expériences et à des observations nombreuses.

La théorie de Popoff eut même, par malheur, une trop grande fortune, car on oublia en général très vite qu'il y avait dans ses conclusions une part expérimentale et une part d'hypothèse. Popoff avait constaté une concordance entre des orages et des décharges perçues à l'aide de ses appareils. Il en avait déduit l'hypothèse que l'antenne permettait de recueillir des rayons hertziens émis par l'orage. Beaucoup après lui considérèrent, non seulement que ceci était rigoureusement démontré, mais oublièrent même qu'une démonstration eût été nécessaire et posèrent *a priori*, comme une définition, que les parasites atmosphériques de la T. S. F. étaient

---

(1) Au cours de cette étude, nous n'emploierons le mot « orage » que dans son sens météorologique (éclairs et tonnerre ou l'un des deux phénomènes).

(2) M. B. Paolini a signalé (102) une antériorité aux travaux de Popoff, c'est un mémoire de D. Ragona lu le 22 décembre 1869 à l'Académie de Modène. D. Ragona intercalait un *galvanomètre* entre l'antenne et la prise de terre et étudiait les relations entre le temps et les déviations de l'aiguille du galvanomètre. Malgré le grand intérêt de ce mémoire, et la valeur des observations qu'il relate, nous ne pouvons le considérer comme ayant trait aux atmosphériques. C'est l'introduction d'un *cohéreur* entre l'antenne et la prise de terre qui fait de l'appareil de Popoff un appareil susceptible de révéler les oscillations de haute fréquence. Celui de Ragona permet seulement l'étude des variations du courant antenne-terre. Ces variations sont d'ailleurs en liaison étroite avec les atmosphériques. (Voir par exemple, M. Dieckmann (41) et F. Herath (64). Il était cependant nécessaire de noter ici le nom de Ragona et de signaler son intéressant mémoire.

tous provoqués par les orages; ils installèrent des antennes et des appareils récepteurs *pour observer les orages à distance.* S'ils constataient une recrudescence des parasites atmosphériques et que le ciel restât pur, ils recherchaient sur les cartes météorologiques l'emplacement des orages les plus proches au même moment. Ils mesuraient la distance qui les séparait de ces orages et en déduisaient que leur antenne et leur appareil récepteur étaient assez sensibles pour déceler les orages à une distance de x kilomètres. Il n'y a rien d'autre dans de nombreuses notes qui ont été publiées à ce sujet dans les dix premières années du siècle. Et beaucoup d'expérimentateurs semblaient simplement chercher à battre des records de portée [1].

On peut avoir aujourd'hui des opinions différentes sur l'origine des atmosphériques et sur leur parenté avec les orages; mais il faut convenir que les méthodes précédentes sont très critiquables et que, en introduisant plus ou moins consciemment une hypothèse comme si elle était une simple définition, elles font sombrer l'expérience et la démonstration dans un cercle vicieux.

Ce n'est pas que les orages et les atmosphériques n'aient entre eux de grandes relations. En certaines saisons, elles sont même si étroites qu'on a pu penser à baser, sur l'emploi d'antennes et de cohéreurs, des services d'avertissements d'orages et même à construire des appareils avertisseurs [2]. Les recherches de M. Turpain

---

[1] Flajolet (38); Firmin Larroque (81); Erskine-Murray (98); Roussel (112); Boggio Lera (14, 15); Fenyi (55, 56, 57), etc... versent presque tous dans cette erreur. Tommassina lui-même, bien que plus observateur que les précédents, laisse la terminologie en faveur lui imposer comme axiomes ce qu'il faudrait chercher à vérifier. Il écrit par exemple (123) : « J'ai pu entendre et étudier *des orages lointains* lorsque aucune trace n'en apparaissait à l'horizon et par des jours splendides. »

Les chercheurs posaient alors comme définition que l'appareil qu'ils construisaient était un appareil détecteur d'orages. Cette définition admise conduisait tout naturellement à envisager une grande portée des orages les jours où des atmosphériques étaient observés par ciel serein. Mais, cette grande portée admise, on en vint à l'invoquer, sans s'apercevoir du cercle vicieux dans lequel tournait le raisonnement, pour démontrer que les atmosphériques provenaient toujours de régions de ciels couverts.

[2] G. Eichhorn (51) décrivant l'appareil construit par la Société Telefunken, considère également que les atmosphériques sont fatalement provoqués par des orages... « De faibles atmosphériques, en d'autres termes, des orages très éloignés », et plus loin, à l'occasion d'un enregistrement possible des signaux sur une bande de Morse : « ... en comptant les points inscrits sur la bande, on a de nouveau une mesure de l'éloignement de l'orage. » Dans de nombreux cas, ces considérations semblent justifiées puisque l'expérience montre que la fréquence des atmosphériques croît longtemps avant l'arrivée de l'orage. Mais un des deux phénomènes (orage) n'est pas pour cela la cause de l'autre (atmosphériques). Ces appareils, construits d'après des idées en grande partie inexactes, n'en rendaient donc pas moins, assez souvent, les services attendus d'eux.

(125 à 133) sont, à notre connaissance, celles qui ont été poussées le plus loin dans ce sens. Elles étaient destinées à la protection de vignobles dans le Bordelais. Or, dans cette région et pendant la saison où les vignes souffrent le plus des orages, atmosphériques et orages surgissent simultanément dans certaines circonstances météorologiques.

La plupart des observations faites dans cette période ont été des observations sporadiques. D'autre part, les auteurs n'ont publié que les cas qui leur paraissaient les plus intéressants, et en particulier, ceux où l'on observait, à l'aide des appareils assez peu sensibles d'alors, des atmosphériques violents. Mais ils ne nous renseignent pour ainsi dire jamais sur les disparitions d'atmosphériques ni sur les moments où ils n'étaient pas perceptibles.

Il faut pourtant rendre justice à certains expérimentateurs (¹) qui attirèrent l'attention sur des faits qui leur parurent anormaux, et montraient bien qu'il fallait se garder d'assimiler étroitement les atmosphériques aux orages. Tout d'abord, des atmosphériques violents se manifestaient avec un ciel serein ou tout au moins sans qu'on observât dans le ciel aucune menace orageuse. De plus, même avec des appareils très sensibles pour l'époque, on pouvait constater que certains éclairs visibles n'étaient accompagnés d'aucun atmosphérique.

La question méritait donc d'être reprise et étudiée de plus près, pour être résolue, soit dans le sens d'une origine non orageuse des atmosphériques, soit dans celui d'une très grande portée de ceux qui étaient émis par les éclairs. Mais, pour le faire, on ne pouvait se contenter de supposer une hypothèse (origine orageuse) exacte, pour vérifier la seconde (grande portée) et déduire ensuite l'exactitude de la première de celle de la seconde.

Les appareils d'observation utilisés alors étaient toujours constitués par une antenne et une prise de terre entre lesquels on intercalait un cohéreur ou un détecteur. L'emploi de relais permettait de

(¹) En particulier *Tommassina* (124). Il écrit textuellement : « Certains éclairs semblent dus à des décharges non oscillantes; car, pendant un orage qui s'avançait, l'électroradiophone ne donnait aucun signe perceptible. Ce point étant très discuté, je crois utile de signaler cette observation. » A noter que l'appareil de Tommassina était très sensible par rapport à ceux de son époque. De plus, Tommassina constate des atmosphériques indépendants du bruit des orages. Il les attribue à des phénomènes d'électricité atmosphérique.

Marc Dechevrens (37) est, je crois, le premier à avoir nettement soutenu que les atmosphériques n'étaient nullement une conséquence des orages, mais qu'ils étaient au contraire le phénomène préalable et général dont les orages ne sont que la perturbation ou l'exagération.

faire fonctionner un signal (sonnerie électrique). Le signal pouvait être actionné par des cohéreurs et des relais de sensibilités différentes destinés à révéler l'accroissement progressif des atmosphériques.

On réalisa des appareils enregistreurs ([1]). L'un des mieux étudiés fut le microampèremètre enregistreur de Turpain (131-133).

L'emploi du téléphone par Tommassina (123) marqua un double progrès : plus grande sensibilité et surtout possibilité de discrimination entre les différents atmosphériques.

2. **Observation de la fréquence et de l'intensité.** — L'observation de la présence ou de l'absence des atmosphériques peut être réalisée à l'aide des appareils récepteurs radiotélégraphiques ordinaires; l'opérateur note au téléphone les atmosphériques qui s'y manifestent et les inscrit à l'heure correspondante. Le nombre de ceux qui sont ainsi reçus pendant un intervalle déterminé (par exemple une minute) donne une première idée de l'activité des atmosphériques. Mais, des difficultés se présentent immédiatement. Il n'est pas toujours facile de faire le décompte des atmosphériques perçus en une minute, soit parce qu'il faut convenir qu'on ne comptera que les atmosphériques ayant au moins une certaine intensité, soit parce que les atmosphériques ne sont pas toujours nettement isolés les uns des autres. Le nombre des atmosphériques ainsi observés dépend de la sensibilité de l'appareil employé. Enfin, une telle méthode d'observation est trop assujettissante pour être employée pendant de longs intervalles de temps.

Cette méthode a pourtant une grande importance et a été la base de nombreuses recherches. Citons :

a) Des mesures poursuivies chaque jour et pendant des mois de suite, à différentes heures de la journée, afin de déterminer les variations diurne et annuelle des atmosphériques dans une station déterminée ([2]).

b) Des recherches sur les variations rapides des atmosphériques aux environs du lever ou aux environs du coucher du soleil ([3]).

([1]) Alors que presque tous les appareils étaient construits en vue de déceler les orages à distance, *Marc Dechevrens*, à l'aide de son *météorondegraphe*, chercha à mettre en évidence l'existence permanente d'un champ électromagnétique ou « champ hertzien » continu. Ce fut peut-être le premier appareil enregistreur construit en vue d'étudier les atmosphériques pour eux-mêmes et non pas en vue d'étudier les « orages lointains considérés comme émetteurs d'ondes hertziennes ».

([2]) Wiedenhoff (141).

([3]) Eccles (48).



c) Des recherches sur la répartition des atmosphériques dans les différentes directions autour d'un poste (¹).

On a rendu la méthode plus précise en faisant intervenir, non seulement le nombre des décharges, mais également l'intensité relative de chacune d'elles. On l'a fait de diverses manières, soit par une véritable méthode d'intégration (²), soit en affectant dans la sommation chaque atmosphérique d'un coefficient correspondant à son intensité relative. On obtient ainsi un chiffre caractérisant à chaque instant l'activité des atmosphériques. On peut, de cette manière, tracer pour une journée entière une courbe représentant la variation diurne des atmosphériques (²).

Cette méthode serait beaucoup trop absorbante si elle devait être appliquée rigoureusement. Heureusement, l'expérience montre qu'on peut lui en substituer une beaucoup plus simple et qui donne des résultats très satisfaisants, grâce à la grande variabilité des atmosphériques : il suffit de noter, à intervalles d'une demi-heure par exemple, l'intensité relative des atmosphériques par comparaison avec l'intensité d'émissions rapprochées et auxquelles les observateurs sont très familiarisés. On suit alors sans difficulté les modifications que subissent les atmosphériques et qui sont parfois très rapides. On trace ainsi pour une journée une courbe représentative de la variation diurne de l'intensité. Cette courbe n'est d'ailleurs pas suffisante pour caractériser totalement les atmosphériques; il faut y ajouter une courbe donnant les variations subies par le nombre d'atmosphériques entendus par minute (³).

Dans ces méthodes d'observation directe, l'observateur joue le rôle principal. Elles ont de grands avantages; entre autres, celui de profiter des propriétés sélectives de l'oreille pour distinguer les unes des autres diverses sortes d'atmosphériques et pour ne pas confondre les atmosphériques avec des émissions ou des parasites d'origine industrielle. Cependant, il est désirable de disposer de méthodes de mesure en valeur absolue d'une part, et d'appareils enregistreurs d'autre part.

(¹) Voir plus loin, radiogoniométrie. Dans ces différents cas, chaque observation ne dure qu'un temps assez court. De plus, les nombres qu'elle fournit n'ont d'intérêt que comparés aux autres observations de la même série. La valeur relative ayant donc seule une importance, il suffit de veiller à ce que les mesures soient toujours assurées dans les conditions identiques et autant que possible par le même opérateur.

(²) Eccles (46 à 48).

(³) Pour vérifier que cette méthode donne des résultats auxquels on peut accorder créance, j'ai comparé, à diverses reprises, les courbes de variations diurnes tracées par différents observateurs en des points voisins. L'allure générale des courbes est la même pour les divers observateurs.

3. **Mesures en valeur absolue.** — Diverses méthodes ont été proposées pour la mesure en valeur absolue du champ produit en un point par les atmosphériques. Presque toutes se ramènent à la mesure du champ produit par une émission déterminée. On connaît la méthode qui consiste à utiliser un émetteur auxiliaire situé à proximité des appareils de réception et qu'on fait agir sur ces appareils de manière à obtenir le même résultat qu'avec l'émission qu'on mesure. Dans le cas de la mesure du champ produit par les atmosphériques, il semble bien que, peu à peu, on en vienne partout [1] à rechercher la vitesse limite à laquelle on peut transmettre un texte en automatique pour qu'il reste lisible malgré les brouillages causés par les atmosphériques [2]. M. de Bellescize a montré expérimentalement qu'on obtenait ainsi le même résultat qu'en enregistrant les atmosphériques susceptibles d'actionner un relais Baudot [3].

Il faut également citer ici une méthode originale qui a été imaginée par M. A.-M. Curtiss (36) et qui consiste à accumuler dans un condensateur les quantités d'électricité dues aux décharges atmosphériques passant dans une antenne et détectées au préalable. Le condensateur se décharge lentement (grâce à une forte résistance) dans un galvanomètre. L'ensemble est étalonné à l'aide d'un émetteur auxiliaire.

L'identité du brouillage causé par les atmosphériques dans l'écoute d'émissions d'intensité connue, et du nombre moyen de ceux-ci dans un temps déterminé, a une conséquence importante au point de vue des recherches. Elle montre, en effet, qu'il est légitime d'utiliser, en première approximation, les brouillages provoqués par

---

(1) *Austin* et *Judson* (9). Dans d'autres expériences, M. Austin utilisait l'audimètre construit pour la mesure du champ électrique produit par une émission, et réglait sa sensibilité de manière à percevoir en moyenne trois atmosphériques en dix secondes. Il considérait alors que l'intensité moyenne du champ produit par les atmosphériques était celle indiquée alors par l'audimètre. Ceci revenait donc encore, d'une part, à établir une convention pour pouvoir déterminer par un nombre le degré de brouillage causé par les atmosphériques, et, d'autre part, à comparer l'action respective des atmosphériques et des émissions sur les appareils. Quoi qu'on fasse, on en est toujours ramené à ces deux points : convention plus ou moins arbitraire, et comparaison à une émission télégraphique. MM. *Espenchied, Anderson* et *Bailey* (54); MM. *Round, Eckersley*, etc... (111), ont agit ainsi, et très justement d'ailleurs, pour procéder à leurs très nombreuses et très précieuses séries de mesures quantitatives.

(2) Ou ne subisse qu'un certain pourcentage de fautes.

(3) *De Bellescize* (11). Cette concordance remarquable dans les résultats fournis par deux méthodes très différentes, concordance établie expérimentalement par M. *de Bellescize*, montre bien que les conventions qui servent de base à la mesure quantitative du trouble causé par les atmosphériques ne sont pas si arbitraires qu'elles peuvent le paraître et correspondent réellement aux propriétés physiques des phénomènes.

les atmosphériques dans les postes de T. S. F. récepteurs chargés de l'écoute quotidienne d'émissions régulières ([1]).

4. **Observations radiogoniométriques.** — La méthode radiogoniométrique a été appliquée à l'observation des atmosphériques. Si on emploie le cadre simple, soigneusement compensé, on obtient des indications sur la *direction* où les atmosphériques dominent et sur celle où ils sont les plus faibles; mais on n'en a aucune sur le *sens*. A l'aide d'un cadre muni d'un dispositif le rendant unilatéral, on recueille des indications à la fois sur la direction et sur le sens. L'avantage est d'importance; et beaucoup plus que dans la radiogoniométrie d'émissions. En effet, dans ce dernier cas, le doute de 180 degrés peut souvent être levé, un seul sens sur deux étant vraisemblable; et s'il ne peut l'être, la mesure de la direction n'en demeure pas moins réalisable.

Dans la radiogoniométrie des atmosphériques, l'emploi d'un cadre simple dépourvu d'un dispositif unilatéral peut faire disparaître dans certains cas tout effet directif. Telle courbe polaire fournie par un cadre unilatéral mettra en évidence des atmosphériques localisés dans un azimut déterminé; alors qu'un cadre simple indiquerait au contraire que les atmosphériques seront à peu près identiques dans toutes les directions du cadre.

De plus, même quand cette circonstance fâcheuse ne se produit pas, le doute de 180 degrés subsiste toujours ([2]).

L'usage d'un cadre muni d'un des nombreux dispositifs unilatéraux réalisables est donc de beaucoup préférable à celui du cadre simple.

Dans les deux cas, les méthodes à mettre en œuvre pour déterminer une direction diffèrent sensiblement des méthodes en usage pour déterminer la direction d'un poste émetteur. Et, fait très important, la différence ne porte pas seulement sur *la méthode de la mesure*, mais également sur *l'objet de la mesure*.

Dans la radiogoniométrie d'un signal, on fait plusieurs mesures sur une *même* émission à l'aide du cadre placé successivement dans

([1]) En première approximation seulement, car il intervient là beaucoup d'autres facteurs : habileté de l'opérateur, variations d'un jour à l'autre dans l'intensité de l'émission, brouillages autres que les atmosphériques. Cependant, l'expérience montre qu'on obtient ainsi des points de repère précieux, la variabilité des atmosphériques et des brouillages qu'ils provoquent étant telle que les causes d'erreur, si importantes qu'elles soient, sont d'un ordre de grandeur bien inférieur. Voir R. Bureau (22-25).

([2]) M. Watson Watt a supposé que les atmosphériques venaient toujours du demi-cercle sud. Il a, grâce à cette convention, levé le doute de 180 degrés provenant de mesures de direction faites au cadre. Mais cette convention conserve une part importante d'arbitraire et peut fausser des résultats.

différentes directions, il est impossible d'agir ainsi avec un atmosphérique isolé, étant donné sa brièveté. Dans certains cas particulièrement favorables, en faisant tourner le cadre, il apparaît nettement des directions dans lesquelles l'ensemble du brouillage provoqué par les atmosphériques est maximum (ou minimum). On a ainsi une première idée sur l'orientation des atmosphériques. (Nous reviendrons tout à l'heure sur ce qu'il représente.) Mais ce n'est pas le cas le plus fréquent. Très souvent, un premier examen ne révèle nettement aucune direction favorisée. On convient alors, en général, de faire le décompte des atmosphériques observés dans différentes directions pendant un temps déterminé. En prenant certaines précautions, on peut ainsi mettre en évidence des directions où les atmosphériques sont plus ou moins nombreux. Il est inutile de dire que, dans le décompte des atmosphériques, il faut fixer à l'avance certaines règles, ainsi que nous l'avons vu plus haut. Une telle mesure est toujours longue et les atmosphériques peuvent varier dans l'intervalle.

M. Austin a imaginé une méthode beaucoup plus rapide et qui fournit des directions remarquablement précises. Il utilise un cadre unilatéral, en général de très grande dimension; à l'aide d'un inverseur bipolaire, il renverse l'un des circuits (antenne ou cadre) du radiogoniomètre, ce qui revient à faire tourner le radiogoniomètre de 180 degrés. L'oreille compare ainsi l'ensemble du brouillage provoqué par les atmosphériques observés dans les deux sens sur une même direction. On fait tourner le cadre jusqu'au moment où on a réalisé l'égalité entre ces deux brouillages. M. Austin (5) a pu ainsi donner des directions à quelques degrés près.

A quoi correspondent les directions obtenues dans ces diverses méthodes? On a souvent été attiré par l'attrait d'une comparaison avec la radiogoniométrie d'un signal et c'est ainsi que, lorsqu'on avait déterminé la direction d'un minimum, à l'aide du cadre simple, on en déduisait que la source d'atmosphérique était située à angle droit de la direction du minimum. Mais ce qui est vrai pour un signal provenant d'une seule direction ne l'est pas pour un ensemble de décharges provenant de tous côtés en nombre plus ou moins variable. D'ailleurs, si l'on détermine à la fois le maximum et le minimum, il arrive fréquemment qu'ils ne sont pas situés à 90 degrés l'un de l'autre. Tout ceci, dans le cas simple d'un seul maximum et d'un seul minimum. Très souvent, on en observe plusieurs (1). Tout ce qu'on

(1) M. Lacoste (78) le signale. Les mesures faites dans les postes de l'O. N. M. ont également mis souvent en évidence l'existence simultanée de plusieurs maxima dans des directions différentes.

détermine alors, c'est donc une courbe polaire caractérisant une dissymétrie dans la répartition des atmosphériques autour du poste récepteur.

Dans la méthode de M. Austin, à laquelle la rapidité de la mesure donne une grande valeur [1], on considère que les atmosphériques proviennent d'une direction faisant un angle droit avec le plan final du cadre. On fait, là aussi, une hypothèse; mais, tout au moins dans les mesures faites sur la côte du Pacifique, il semble bien qu'elle soit légitime, puisqu'on a pu, effectivement, éliminer presque radicalement les atmosphériques en orientant convenablement le cadre unidirectionnel. Reste à savoir jusqu'à quel point cette méthode demeure exacte dans le cas où les atmosphériques ne sont pas localisés presque totalement dans un angle assez restreint.

Que, dans toutes ces mesures, on puisse, soit déterminer des directions, soit tracer des courbes polaires, ceci ne prouve nullement, comme l'a montré M. de Bellescize, qu'il y ait un centre émetteur d'atmosphériques; cela prouve encore moins que, même si ce centre existe, les atmosphériques entendus en proviennent directement. Car le radiogoniomètre est impuissant à nous donner la direction réelle d'un atmosphérique déterminé. Il ne nous donne, comme nous l'avons vu, que celle où les atmosphériques sont le plus ou moins nombreux. Exprimer autre chose n'est plus exprimer un résultat d'expérience, mais faire une hypothèse pour expliquer ce résultat.

D'ailleurs, même si l'on mettait au point une méthode radiogoniométrique permettant de mesurer la direction apparente d'un atmosphérique isolé, cette méthode resterait encore beaucoup plus sujette à erreur que dans le cas d'une mesure radiogoniométrique faite sur une émission. En effet, comme l'a montré M. Lejay, le front de l'onde émise par une décharge naturelle n'est pas perpendiculaire à la direction, du fait même de la nature de la décharge.

5. **Caractère. Longueur d'onde.** — Les atmosphériques produisent dans les appareils des bruits très divers qu'il importe de noter quand on les observe. Là, la méthode n'est plus une question d'instruments, mais de description et de dénomination. Elle se ramène donc à une classification. Nous y reviendrons en détail au moment de parler de la classification des atmosphériques.

Les atmosphériques ne sont pas les mêmes sur toutes les lon-

---

(1) Les atmosphériques sont tellement sujets à de très rapides variations d'un instant à l'autre que les méthodes longues portent en elles-mêmes des éléments d'inexactitudes.

gueurs d'onde. Cette variation avec la longueur d'onde n'est pas due uniquement aux appareils récepteurs, car elle n'est pas la même d'un jour à l'autre. Pour l'observer, il suffit de faire varier la longueur d'onde du poste récepteur, tout en restant dans des conditions identiques de sensibilité et d'amplification. Il n'y a pas là une technique spéciale de mesures pour les atmosphériques.

6. **La nature de l'atmosphérique individuel.** — L'étude de la forme de l'atmosphérique individuel se fait à l'aide d'oscillographes à courant cathodique. Les premières mesures faites en Angleterre (Appleton et Watson Watt (139), ont été critiquées par M. Lejay qui a repris les expériences au sommet du Pic du Midi [1].

7. **Observations dans un réseau de postes.** — L'observation, si perfectionnée soit-elle, des phénomènes de l'atmosphère en un point isolé, demeure stérile si elle ne se rattache pas à un ensemble d'observations assurées dans un réseau étendu de postes. Ceci est vrai pour les atmosphériques comme pour tous les phénomènes météorologiques. Pour eux d'ailleurs, le réseau doit nécessairement couvrir la terre entière si l'on veut élucider les questions qui sont les plus discutées aujourd'hui [2]. Dès 1913, M. Eccles (48) a mis sur pied un programme très complet d'observations d'atmosphériques, à assurer simultanément sur les continents et sur les océans. Il avait cherché à gagner à ces recherches le plus grand nombre d'observateurs possible.

Des observations simultanées dans deux ou dans plusieurs postes ont été organisées à diverses reprises, en vue de rechercher si les atmosphériques entendus étaient les mêmes dans différentes localités, et, dans ce cas, quelles étaient leurs intensités relatives. On peut rattacher à ces expériences la comparaison des brouillages provoqués par les atmosphériques dans les postes récepteurs de différentes régions. Pour ces recherches, on peut employer des méthodes d'enregistrement plus ou moins perfectionnées, depuis la simple inscription à la main jusqu'aux enregistreurs très sensibles.

On a également institué des mesures radiogoniométriques simultanées destinées à fournir, par recoupement, les centres d'où émaneraient les atmosphériques. Toutes les difficultés et toutes les objec-

---

[1] M. Lejay a exposé ici même, tout récemment, le résultat de ses travaux. Je me contente de renvoyer à sa thèse (82 *bis*).

[2] Et en particulier celles de la portée et de l'origine des atmosphériques (voir plus loin, chapitre IV).



tions que nous avons présentées en parlant de la radiogoniométrie sont à renouveler ici. Rien ne prouve que soit légitime l'hypothèse qui assimile les directions obtenues dans la radiogoniométrie des atmosphériques, aux directions que donne la radiogoniométrie d'un signal. Il est vraisemblable qu'elle est souvent inexacte. Il est certain qu'elle est toujours arbitraire.

Elle l'est encore bien plus lorsque, ne pouvant disposer de mesures *simultanées* dans un réseau de postes, on y substitue des mesures *successives* faites en des jours différents. On introduit alors une cause d'erreur très importante, étant donnée la grande variabilité présentée par les atmosphériques d'un jour à l'autre (1).

Ces hypothèses ont un autre danger. Elles influent sur l'organisation du réseau d'observation. On cherchera par exemple à installer un réseau d'observations radiogoniométriques très dispersé et très peu dense (2).

Or si un réseau très étendu est nécessaire, un réseau dense n'est nullement superflu.

Les recherches entreprises à l'Office National Météorologique de France sont basées sur des observations *simultanées* des atmosphériques et des brouillages qu'ils provoquent, faites dans un réseau aussi étendu et aussi dense que possible de postes d'observation.

II. — LES RESULTATS

8. **Variations diurnes.** — Si l'on fait la moyenne du nombre d'atmosphériques observés à une heure donnée, tous les jours de l'année, et que l'on trace la courbe de ces moyennes pour les différentes heures de la journée, on obtient une courbe représentative de la *variation diurne moyenne* de la fréquence des atmosphériques. Si l'on trace une courbe relative à une journée isolée, elle représente la *variation diurne vraie* du même phénomène. Certains auteurs ont remplacé la

---

(1) Cette méthode a été utilisée sur une très large échelle par MM. Round, Eckersley, etc... (111) dans l'étude de mesures radiogoniométriques faites sur un navire pendant un voyage d'Australie en Angleterre. Les directions données en des jours différents à la même heure Greenwich par un radiogoniomètre ont été prolongées à des milliers de kilomètres et toutes reportées sur une même carte.

(2) Voir les recherches de M. Bustos Navarrette au Chili (18). Ces recherches ont été guidées par des hypothèses tout au moins contestables. M. Bustos Navarrette suppose que les tempêtes rayonnent des atmosphériques et les rayonnent à grande distance. L'expérience montre qu'il faut renoncer à cette conception séduisante mais simpliste du rôle des tempêtes et des dépressions. Voir plus loin, les influences météorologiques.

fréquence par l'intensité estimée d'après l'une des conventions rapidement exposées plus haut.

Voici les principaux résultats relatifs à la variation diurne :

a) *De Groot* (63), aux îles de la Sonde, trouve un maximum la nuit, une chute avant le lever du soleil et un minimum vers 10 heures qui caractérisent la variation diurne moyenne. De Groot signale que les atmosphériques les plus importants (qui forment des roulements ininterrompus) sont surtout gênants l'après midi et la nuit.

b) *M. Eccles* (48 et 47) a surtout étudié les cas d'hiver, en Angleterre, où les variations diurnes vraies sont beaucoup plus régulières en hiver qu'en été. Même dans ce cas, il cherche à éliminer les causes perturbatrices de la variation diurne régulière. Il constate ainsi une intensité des atmosphériques plus grande la nuit que le jour, le passage de l'intensité de nuit à celle du jour étant très brusque. M. Eccles a fait surtout porter ses recherches sur ce passage de l'intensité de nuit à celle de jour et inversement (c'est-à-dire dans la demi-heure qui chevauche le lever ou le coucher du soleil).

c) *Marc Dechevrens* (37) considère séparément les variations diurnes d'hiver et celles d'été. A Jersey, comme à Tortosa, il trouve, pour la variation diurne, des courbes très voisines et il insiste sur cette universalité de la variation diurne. Le type d'hiver n'a qu'un maximum, la nuit, et qu'un minimum, le matin. Ceci se rapproche donc beaucoup des résultats de M. Eccles. Le type d'été présente deux maxima : le principal vers 15 heures et le second vers 23 heures. Le principal minimum a également lieu le matin.

M. A. Esau a publié les résultats d'observations quodiennes assurées à Halle (52). Il distingue un type de variation diurne d'été et un type de variation diurne d'hiver.

d) *M. Mosler* (94), en Allemagne, signale un minimum au début de la matinée ; aux autres heures, les atmosphériques dépendent de certaines circonstances locales.

e) En Allemagne également (Strelitz Alt), *M. Wiendenhoff* (141) donne les valeurs moyennes de la variation diurne pour chaque mois de novembre 1919 à mars 1921. Mais elles ne sont déterminées que par quelques observations par jour (9 h., 12 h., 15 h. et 18 h). Des observations faites pendant quatre mois (novembre 1920 à février 1921) dans quatre stations allemandes (Norddeich, Kœnigsberg, Strelitz Alt et Breslau) donnent, pour la presque totalité des moyennes mensuelles, des valeurs plus grandes à 18 heures qu'aux trois autres heures. A Norddeich, où des observations sont faites également à 6 heures et à 24 heures, l'observation faite à minuit donne une valeur toujours très

fortement supérieure à celle de 18 heures. Dans toutes les stations, et en hiver, on a donc plus d'atmosphériques la nuit que le jour.

f) MM. Espenschied, Anderson et Bailey (54) ont fait des observations très complètes en Angleterre et en Amérique (N.-E. des Etats-Unis). Les courbes moyennes mensuelles qu'ils publient donnent toutes de hautes valeurs des atmosphériques la nuit, avec croissance vers le coucher du soleil et décroissance brusque du lever du soleil. De plus, les mois d'été, on observe de hautes valeurs dans l'après-midi. Les courbes ont la même allure des deux côtés de l'Atlantique (fig. 2).

g) En France, *M. Turpain* signale un maximum l'après-midi avec

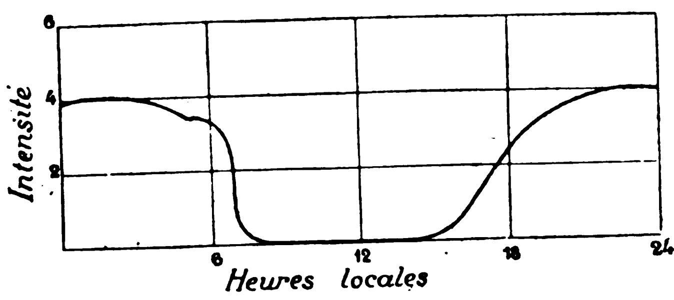


Fig. 1. — Exemple typique de la variation diurne des atmosphériques dans une situation anticyclonique sur l'Ooéan Atlantique. (Extrait de *La Météorologie*.)

minimum la nuit. Il semble d'ailleurs que ses observations aient surtout trait à l'été et à l'automne.

h) En France [1], les observations des postes de l'*Office National Météorologique* révèlent le maximum nocturne un très grand nombre de jours de l'année. Cependant ce maximum peut entièrement disparaître et l'allure de la variation diurne vraie être entièrement bouleversée. On la retrouve avec sa pureté dans les situations anticycloniques [2]. On observe alors une chute brusque aux environs du lever du soleil et une montée plus lente aux environs du coucher du soleil.

i) Sur *l'Océan Atlantique Nord* [3] on observe des phénomènes analogues et on retrouve, aux diverses latitudes et aux diverses longitudes, la même allure simple de la variation diurne lorsqu'on se trouve dans les situations anticycloniques (fig. 3).

j) Par contre, *en France*, on constate certaines courbes de varia-

(1) R. Bureau (30).
(2) Voir plus loin, les influences météorologiques.
(3) R. Bureau et M. Coyecque (29).

tion diurne entièrement différentes : des atmosphériques violents apparaissent vers 11 h. 30, croissent jusqu'à 15 heures, se maintiennent jusqu'au soir pour diminuer aux environs de 21 heures. Cette variation diurne est alors la même pour toutes les stations réparties sur de très vastes étendues (comparables à la superficie de la France).

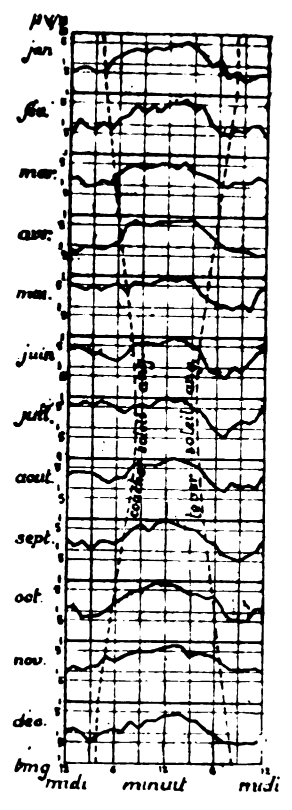


Fig. 2. — *Moyennes mensuelles de la variation diurne atmosphérique à New Southgate (Angleterre)*, d'après Espenschied. (D'après *Electrical Communication.*) — On remarquera toute l'année le maximum de nuit (premier type de variation diurne) et de mai à août un second maximum l'après-midi (introduit par le deuxième type de variation diurne).

Elle s'observe nettement dans certaines journées du printemps et de l'été.

k) Sur l'océan il ne semble pas qu'on observe ce deuxième type de la variation diurne.

l) S'il peut être utile d'éliminer les cas de variation diurne irrégulière et anarchique dans l'étude des caractères réguliers les plus habituels de cette variation, il n'en est pas moins indispensable de les

considérer à leur tour et de constater qu'ils jouent un rôle considérable sous les latitudes moyennes et parfois sous les basses latitudes. Les jours de variation diurne irrégulière sont, par exemple, relativement nombreux en France; il est parfois alors impossible de retrouver trace de la variation diurne habituelle. Il en est de même sur l'Atlantique Nord.

m) En *Afrique occidentale française*, sur la côte [1], les atmosphériques les plus violents se rattachent à une variation diurne anarchique [2]. Cependant on y observe nettement un minimum le matin [3].

En résumé, toutes les observations rappelées ci-dessus et qui sont relatives aux pays les plus divers, nous montrent qu'il existe trois types de variation diurne qui prédominent l'un ou l'autre suivant des circonstances (pays, saison, phénomènes météorologiques) que nous examinerons plus loin :

a) Une variation diurne régulière donnant un maximum la nuit avec chute brusque vers le lever du soleil et croissance plus lente le soir. Elle semble être la plus générale.

b) Une variation diurne régulière donnant un maximum dans l'après-midi, avec apparition nette vers 11 h. 30 et disparition, beaucoup plus floue et moins régulièrement localisée, vers 21 heures.

c) Une variation diurne anarchique avec apparitions ou disparitions totales à toute heure de la journée ou de la nuit.

Il est donc, dès maintenant, vraisemblable de supposer que nous nous trouvons en présence de trois causes distinctes d'atmosphériques.

9. **Variations annuelles.** — Dans les régions tempérées, on constate toujours que les atmosphériques ont plus d'importance l'été que l'hiver (ce qui n'empêche nullement que certaines journées d'hiver soient plus troublées que certaines journées d'été). Mais il semble que ceci soit surtout sensible pour les atmosphériques qui, dans la variation diurne, ont un maximum dans l'après-midi. Ce genre d'atmosphériques suit d'ailleurs fidèlement les variations du soleil puisque, sous les tropiques, ils présentent dans l'année deux maxima qui coïncident avec les deux passages du soleil au méridien (de

---

(1) Mugnier-Serand (96 et 97).

(2) Il faut encore citer Crawley (35) qui a trouvé en Méditerranée plus d'atmosphériques la nuit que le jour. Jackson (68) qui a constaté que par beau temps, les atmosphériques présentaient en Méditerranée un maximum de nuit et un minimum entre 9 heures et 13 heures.

(3) Henry Hubert (67 *a*).

Groot, 63). La variation annuelle des autres atmosphériques (ceux qui présentent un maximum de nuit, comme ceux qui présentent une variation diurne anarchique) paraît moins nette.

La variation annuelle des atmosphériques se renverse quand on passe d'un hémisphère à l'autre (W. Pickard, 105). Les mois où les atmosphériques sont les plus violents dans l'hémisphère Nord correspondent donc à ceux où ils sont le moins violents dans l'hémisphère Sud et inversement.

Si dans l'ensemble, la variation annuelle s'exprime d'une manière simple, il n'en est plus de même quand on aborde la question de près. M. Esau (52) note deux maxima vers juin ou août, un en décembre, un minimum principal en juillet et deux autres en mars et octobre. Mais on ne dispose en général que de périodes trop courtes pour qu'on puisse réellement parler de variations annuelles *moyennes*.

Les expériences très détaillées de MM. Espenschied, Anderson et Bailey mettent en évidence les modifications de la variation diurne au cours de l'année. Elles montrent, en particulier, que le maximum de nuit n'occupe qu'une partie de la nuit en hiver et déborde sur le jour en été (fig. 2).

Nous avons déjà parlé plus haut des différences des variations diurnes d'hiver et d'été signalées par Marc Dechevrens et par M. Esau.

Les trois types principaux de variation diurne que nous avons décrits plus haut se répartissent inégalement suivant les saisons, tout au moins sous les latitudes moyennes.

Le premier type (maximum la nuit et minimum le jour) est particulièrement marqué en hiver. Le deuxième type (maximum l'après-midi) ne s'observe pas dans la saison froide. En France, on le constate surtout au printemps et en été. Le troisième type apparaît à toutes les saisons.

10. **Direction des atmosphériques** [1]. — On a distingué une variation diurne assez nette de la direction dans laquelle les atmosphériques paraissent être les plus nombreux. Cette direction semble suivre le soleil.

En Angleterre, par exemple [2], elle varie du sud-est à sud et sud-ouest de 8 heures à minuit, puis de sud-ouest à ouest de minuit

---

[1] Au sujet de ce qu'il faut entendre par là, voir plus haut, n° 4, « Mesures radiogoniométriques ».

[2] Watson Watt. Discussion du mémoire de MM. Round, Eckersley, etc... (111).



à 8 heures. Ces atmosphériques meurent alors entre 8 heures et 10 heures et une nouvelle série reprend au sud-est.

Une rotation diurne analogue a été constatée sur un navire allant d'Australie en Angleterre, par la Mer Rouge ([1]). Tout s'est passé comme si la direction du maximum d'atmosphériques était orientée vers la région la plus continentale du méridien de 15 heures locales.

On observe de même une variation annuelle de la direction. Cependant, ces variations régulières sont loin d'être les seules. La situation géographique joue fréquemment un rôle important. Les résultats les plus frappants à cet égard sont ceux qui ont été obtenus par M. Austin (5) et qui ont montré l'influence des continents et des régions montagneuses. Les atmosphériques s'orientent comme s'ils étaient produits surtout sur terre et en particulier dans les régions montagneuses. Dans certains cas, la direction des atmosphériques est extrêmement nette et ceux-ci restent localisés dans un angle de quelques degrés. C'est ce que M. Austin a observé sur la côte du Pacifique où tout se passe comme si les atmosphériques étaient émis par certaines montagnes. Les grandes masses continentales paraissent souvent aussi être la source d'atmosphériques. En règle générale, ceux-ci semblent plutôt provenir de la terre que de la mer ([2]). Cependant, cette influence géographique qui impose une direction plus ou moins constante aux atmosphériques diminue rapidement quand on s'enfonce à l'intérieur des continents ([3]). Elle finit même par disparaître et les atmosphériques ne sont plus orientés que par les situations météorologiques ([4]), dont nous aurons plus loin à étudier l'influence.

11. **Caractères des atmosphériques. Classification.** — Presque toutes les classifications proposées sont basées uniquement sur les différents bruits provoqués par les atmosphériques dans les appareils récepteurs. Elles diffèrent parfois beaucoup les unes des autres.

On parvient à des résultats plus satisfaisants en tenant compte des variations diurnes différentes que peuvent présenter les atmosphériques. Nous avons été amenés plus haut à distinguer de cette manière trois types principaux de variation diurne qui correspondent

---

([1]) Round, Eckersley, Tremallen, Lunnon (111).

([2]) Influence des Monts d'Abyssinie constatée par Round, etc. (111). Influence des continents constatée sur les côtes américaines par Austin (5), sur les côtes de l'Afrique occidentale française par H. Hubert (67 *bis*).

([3]) De Bellescize (11) constate encore près de Paris que l'orientation la plus fréquente est le sud-est.

([4]) Recherches de Terry relatées par Austin (9 *bis*).

vraisemblablement à trois types d'atmosphériques. Il y a d'ailleurs une relation assez frappante entre l'allure de la variation diurne et le caractère des atmosphériques.

Presque tous les auteurs sont d'accord pour distinguer deux classes principales d'atmosphériques : certains atmosphériques forment des bruits isolés nettement distincts les uns des autres. Certains autres, au contraire, forment un roulement continu souvent comparé à un mur qui s'écroule ou à un tombereau de pavés de grès que l'on vide. Dans les travaux de langue anglaise, les premiers sont désignés sous le nom de *clicks*, les autres sous celui de *grinders* [1]. Ne nous occupons pas pour le moment de toutes les formes intermédiaires et des noms qu'on leur a attribués. Les atmosphériques isolés les uns des autres (craquements), et dont, d'ailleurs, la fréquence peut être extrêmement variable, apparaissent aux heures les plus diverses et sont caractéristiques du troisième type de variation diurne (type anarchique). Les atmosphériques formant un roulement continu et pour lesquels il est pratiquement impossible de donner une fréquence (nombre par 30 secondes par exemple) sont caractéristiques du deuxième type de variation diurne, celui qui donne un maximum l'après-midi.

La distinction entre « clicks » et « grinders », qui, à l'origine, était purement morphologique prend donc ainsi de l'importance car elle correspond vraisemblablement à une classification d'après l'origine du phénomène.

Les atmosphériques qui rentrent dans le premier type de variation diurne (maximum de nuit) se rapprochent plutôt du type « clicks ».

A côté de ces deux types prédominants, on constate d'autres genres de parasites tels que sifflements, bruits à allure musicale, crépitements continus, bruits de fond. Quand on utilise une antenne, la pluie et les précipitations en général produisent dans l'appareil récepteur un bruit caractéristique, donnant l'impression qu'on entend la pluie tomber sur l'antenne.

Il convient de les mentionner; mais ils ne jouent qu'un rôle secondaire, et il y a probablement lieu de les rattacher en partie au type « clicks », en partie au type « grinders », qui sont les têtes des deux grandes familles d'atmosphériques, non seulement par suite des caractères bien tranchés de leur variation diurne, mais aussi parce

---

[1] Nous les désignerons dans ce travail sous le nom de « craquements » et de « roulements ».



que les uns et les autres jouent, dans la physique de l'atmosphère et dans les phénomènes météorologiques, des rôles définis et différents.

Nous n'insisterons pas davantage sur les diverses nomenclatures et les diverses classifications qui ont été proposées. Certaines paraissent d'ailleurs bien arbitraires et sont souvent justifiées à l'aide d'hypothèses plus ou moins vérifiées.

12. **Variations avec la longueur d'onde.** — Les atmosphériques sont très rarement localisés dans une bande déterminée de longueurs d'onde. Ils s'étalent très largement sur la gamme de celles-ci. On a expliqué ce fait en disant que l'atmosphérique était une décharge apériodique qui agissait comme un choc sur l'antenne, celle-ci vibrant avec la longueur d'onde que lui imposent les circuits d'accord. En faisant varier ainsi l'accord des appareils récepteurs, on constaterait fatalement toujours la présence d'atmosphériques [1].

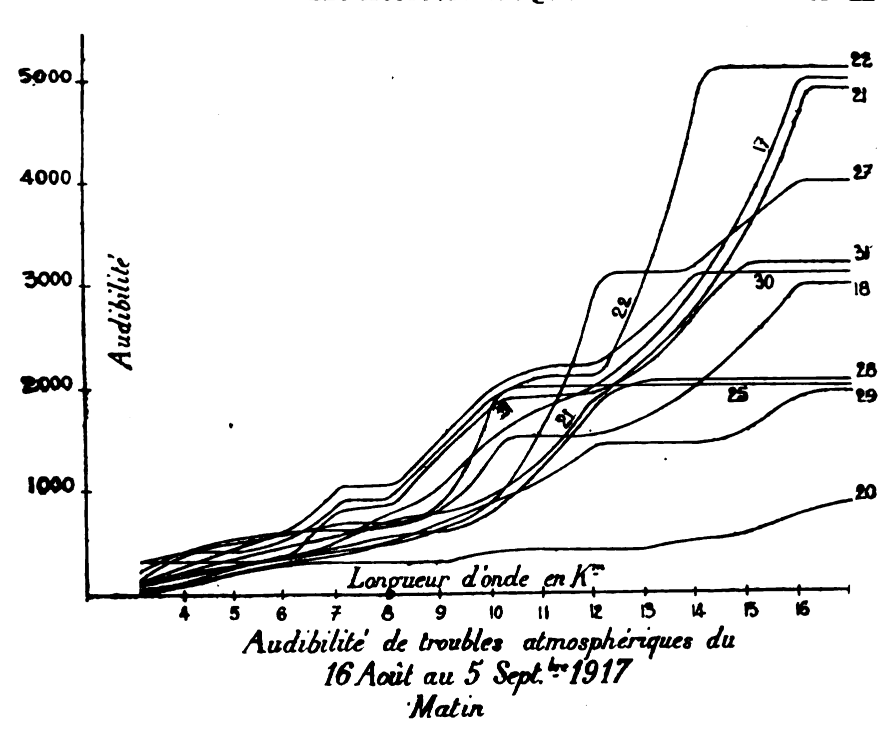
Il ne semble cependant pas, bien que les décharges individuelles soient très amorties, donc très peu syntonisées, qu'il y ait lieu de les considérer comme apériodiques. Tout d'abord, il y a certains jours où les atmosphériques sont violents sur tout un ensemble de longueurs d'onde et n'existent pour ainsi dire pas sur d'autres, le passage des longueurs d'onde troublées aux autres se faisant assez rapidement. Ce phénomène, qui s'observe parfois en comparant les longueurs d'onde de l'ordre de 3000 mètres et celles de l'ordre de 10000 mètres, est beaucoup plus fréquent lorsqu'on s'adresse aux très courtes longueurs d'onde (entre 20 et 100 mètres). Non seulement alors il y a une assez grande différence entre les ondes longues (plus de 1 000 mètres) et les courtes (moins de 100 mètres), mais parmi les ondes courtes elles-mêmes, des différences très marquées se font sentir [2].

M. Austin (4) a entrepris des recherches systématiques sur les longueurs d'onde de 3000 mètres à 16000 mètres. Dans l'ensemble les atmosphériques croissent avec la longueur d'onde tout au moins jusque vers les ondes de 15000 mètres environ. Ce qui est particulièrement intéressant, c'est qu'il semble y avoir deux types de variations avec la longueur d'onde; l'un, le plus fréquent, dans lequel l'accrois-

(1) Cette explication a été avancée par M. Rothé (109). Elle est soutenue également par M. G.-W. Pickard, qui considère que les résultats de M. Austin signalés ci-après s'expliquent par la simple considération de la résonance d'un circuit.

(2) A ma connaissance, des recherches systématiques et de longue durée sur ce sujet n'ont pas encore donné lieu à des publications.





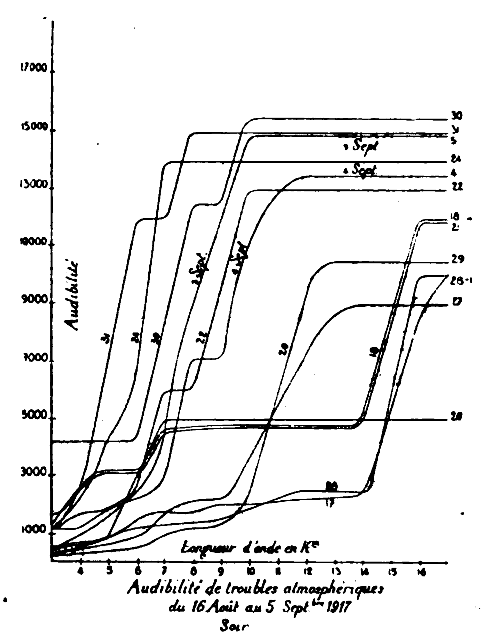


Fig. 3a et 3b. — *Variation des atmosphériques avec la longueur d'onde*, d'après L.-W. Austin. (*Proceedings institut radio engineers*).

sement est grossièrement proportionnel à la longueur d'onde; l'autre, donnant un brusque accroissement sur les longueurs d'onde comprises entre 5 000 et 8 000 mètres, puis une intensité stationnaire quand la longueur d'onde continue à augmenter. Ce second type s'observe surtout lors des atmosphériques extraordinairement violents des après-midi d'été. Nous reconnaissons là le second type de variation diurne (fig. 3 *a* et 3 *b*).

M. Eckersley (49) suppose que, les atmosphériques se propageant à très grande distance (se mesurant par milliers de kilomètres), ils subissent la même variation diurne que les transmissions à grande distance. Sur les très grandes longueurs d'onde (20 000 mètres) les atmosphériques de jour différeraient peu de ceux de nuit : il en irait différemment sur plus petites longueurs d'onde (600 à 5 000 mètres par exemple) où les atmosphériques de nuit seraient beaucoup plus forts que ceux de jour. Tout ceci paraît d'ailleurs plus théorique qu'expérimental [1].

M. Espenschied, Anderson et Bailey ont également constaté en Amérique (côtes Est) et en Angleterre que les atmosphériques croissaient avec la longueur d'onde (entre 5 000 et 17 000 mètres). La loi de cette croissance semble différente la nuit et le jour. Elle serait linéaire la nuit et exponentielle le jour. La forme des courbes étant d'ailleurs la même en Amérique et en Angleterre.

13. **Variations avec l'altitude.** — Des expériences ont été faites en ballon et en montagne pour étudier les variations des atmosphériques avec l'altitude. En général, on a constaté des différences extrêmement sensibles. Les expériences de Lutze en ballon libre (87 et 88) sont tout à fait affirmatives à cet égard. Wigand, Dieckmann et Everling [2] signalent que les craquements (Knackende Geraüsche, assimilables aux « clicks ») sont plus fréquents en altitude que les roulements (Rauschende Geraüsche, assimilables vraisemblablement aux « grinders ») et que ces derniers diminuent beaucoup et disparaissent même lorsqu'on s'élève.

Là encore nous constatons l'importance fondamentale de la classification basée sur les « clicks » et les « grinders ». Là encore il se confirme que les deux sortes d'atmosphériques sont bien des phénomènes de nature et probablement d'origine différentes.

---

(1) Et même au point de vue théorique, cette thèse devient difficile à soutenir depuis qu'on commence à connaître ce qui se passe sur les très courtes longueurs d'onde.

(2) Discussion d'une communication de Lutze (87).

La répartition des atmosphériques avec l'altitude a été étudiée systématiquement en montagne par M. Jean Lugeon (à des altitudes variant de 500 à 3 700 mètres). Se basant sur plusieurs années d'observations, il signale une très grande variation des atmosphériques avec l'altitude. Les atmosphériques peuvent être nuls dans les vallées et les plaines, alors qu'ils sont violents sur les sommets, et inversement. Ils peuvent croître en bas tandis qu'ils décroissent en haut. Cette grande complexité n'est d'ailleurs pas une exception, mais un fait courant. C'est là une constatation d'une importance capitale, comme nous le verrons plus loin.

14. **Influence de la situation géographique.** — *a) La latitude.* — Toutes choses égales d'ailleurs, c'est-à-dire dans des stations d'une même contrée et semblablement situées par rapport aux grandes lignes de la topographie ou de l'orographie, les atmosphériques croissent régulièrement en moyenne quand la latitude diminue. Tout le monde connaît les difficultés éprouvées de leur fait dans les pays chauds. Des mesures quantitatives faites sur les côtes Est de l'Amérique montrent que l'intensité *moyenne* des atmosphériques croît régulièrement quand la latitude décroît. Il n'en faudrait pourtant pas conclure qu'en un jour quelconque les atmosphériques sont nécessairement plus violents sur un même méridien aux latitudes basses qu'aux latitudes élevées.

Nous reviendrons ultérieurement sur ce point qui est d'importance quant aux conclusions qu'on en peut tirer. Qu'il suffise pour le moment de signaler que, dans cette variation avec la latitude, nous ne parlons que de résultats moyens.

b) L'influence continentale. — Pour une même latitude, les atmosphériques sont d'autant plus nombreux que la station qui les observe est plus continentale [1]. Les stations les moins troublées sont celles qui sont au bord de la mer.

Les résultats des mesures radiogoniométriques de M. Austin confirment cette influence continentale : les atmosphériques ne viennent jamais de la mer, et, s'ils semblent en venir, c'est qu'il y a, en réalité, à une distance assez proche, un continent.

Cette influence continentale semble beaucoup plus sensible pour

[1] En Allemagne, M. Wiedenhoff a trouvé pour les moyennes de novembre, décembre de 1920 et janvier et février 1921, les valeurs les plus élevées pour Breslau, et les plus faibles pour Norddeich. Les valeurs moyennes des atmosphériques à Kœnigsberg, à la même latitude que Norddeich, sont également plus élevées que celles de cette dernière station. Comme l'influence continentale est surtout sensible en été, ces résultats d'hiver n'en sont que plus probants.



les roulements « grinders » que pour les craquements « clicks ». La variation diurne du second type correspondant aux roulements semble ne pas s'observer en pleine mer aux latitudes moyennes. Sous les basses latitudes, des mesures radiogoniométriques faites à bord d'un navire dans un voyage d'Australie en Angleterre montrent l'influence permanente des grandes masses continentales sur les atmosphériques du type roulement (grinders).

e) L'influence orographique. — L'influence continentale est renforcée dans les pays montagneux, soit sur les hauts plateaux élevés (Mexique par exemple), soit au voisinage des chaînes de montagnes (en Amérique — Montagnes Rocheuses, Alleghanys) [1]; en Afrique, montagnes d'Abyssinie [2]; en Australie, celles du Dividing Range [2]; en Amérique du Sud les montagnes près de Rio de Janeiro [2]. Toutefois, alors que l'influence continentale et celle des hauts plateaux paraît surtout renforcer les « grinders », certaines observations [2] sembleraient indiquer que les chaînes de montagne renforcent principalement les clicks. En Europe, les Alpes ont une influence très vraisemblable, mais elle est beaucoup plus complexe que celle des Montagnes Rocheuses constatée par Austin sur les côtes du Pacifique [3]. Elle paraît surtout agir par l'intermédiaire des actions météorologiques que nous étudions plus loin.

Certaines influences géographiques sont dues aux particularités des phénomènes météorologiques de telle ou telle région.

III. — LES INFLUENCES MÉTÉOROLOGIQUES.

15. **Comparaison avec les éléments météorologiques pris isolément.** — Pour rechercher s'il existe sur les atmosphériques une influence météorologique, on s'est souvent contenté de comparer simplement les atmosphériques observés en un lieu donné, à différents éléments météorologique observés ou mesurés en ce même lieu. Au point de vue météorologique, une telle méthode est peu recommandable. En effet, les éléments météorologiques observés en une station isolée n'ont de sens que si on peut les rapporter à la circulation générale de l'atmosphère et aux phénomènes très étendus qu'elle engendre. Les méthodes de pure statistique, qui tendent à faire disparaître les

---

(1) Austin (5).
(2) Round, Eckersley, Tremellen et Lunnon (111).
(3) Les travaux de M. J. Lugeon montrent à quel point l'influence des montagnes est complexe.

irrégularités provoquées dans les éléments météorologiques par les grands mouvements de l'atmosphère, et qui cherchent à mettre uniquement en évidence les facteurs périodiques de la variabilité des éléments météorologiques, ont également pour effet de nous empêcher de voir les phénomènes météorologiques les plus importants dans la formation des atmosphériques (1).

On a comparé les atmosphériques à la pression, à la température. Les résultats ont été contradictoires. Ils l'ont été bien davantage quand on a comparé les atmosphériques à la pluie et à la nébulosité. C'est que, dans ce dernier cas, on commettait la faute de ne pas discriminer entre les pluies, ni entre les espèces de nuages (2). Or, ils peuvent correspondre à des phénomènes météorologiques de nature opposée et dont les uns, comme nous le verrons plus loin, provoquent des atmosphériques, tandis que les autres les font disparaître.

Les phénomènes météorologiques auxquels on a le plus cherché à comparer les atmosphériques sont les orages (3). On a beaucoup usé en cette matière de la méthode statistique.

Mais, comme il fallait toujours faire, au départ, une hypothèse sur le rayon dans lequel il convenait de considérer les orages, la méthode statistique employée comportait toujours une grande part d'arbitraire (4). Malgré tout, la comparaison des cartes de fréquence d'orages avec celles de la fréquence des atmosphériques indique, dans certains cas, un parallélisme satisfaisant des orages et des « roulements » (grinders) caractérisés par le deuxième type de variation diurne (5). Nous ne nous étendrons pas davantage sur ce chapitre pour le moment.

On a cherché à rattacher les atmosphériques aux situations météorologiques d'ensemble définies par le relief isobarique, c'est-à-dire aux zones de basses pressions (dépressions ou cyclones), aux zones de hautes pressions (anticyclones) et à toutes les figures isobariques

(1) La comparaison avec des éléments météorologiques isolés peut être entreprise sans autres difficultés que le temps qu'elle exige. La comparaison avec les mouvements généraux de l'atmosphère et les phénomènes météorologiques pris dans leur totalité nécessite un stade plus élevé de la connaissance météorologique et une discussion serrée des phénomènes météorologiques eux-mêmes.

(2) Par exemple, il importe de ne pas mêler pluies continues et averses et de ne pas mettre ensemble les ciels de front ou de corps et les ciels de traine. De même, une statistique basée sur des nébulosités dues tant aux stratus qu'aux cumulo-nimbus conduirait à des résultats qui n'auraient aucun sens.

(3) Orage pris dans le sens strictement météorologique, c'est-à-dire éclair et tonnerre.

(4) Pour montrer à quel point l'arbitraire peut ainsi s'introduire, signalons que, d'après certaines théories, les atmosphériques de nos régions tempérées seraient dus aux orages de la zone équatoriale.

(5) Mais d'autres auteurs considèrent, au contraire, que ce sont les claquements « clicks » qui sont provoqués par les éclairs.

intermédiaires. Or, on a montré aujourd'hui que les concepts assez vagues, basés sur le simple aspect d'une situation isobarique tracée à grands traits, ne nous donnent des phénomènes météorologiques réels que des notions très incomplètes et parfois inexactes (1).

Les tentatives de rattachement des atmosphériques aux situations météorologiques ainsi définies étaient donc vouées à l'échec, tant que la météorologie n'allait pas, grâce à une rénovation de ses méthodes, fournir des moyens d'analyse beaucoup plus précis et féconds (2).

16. **Les atmosphériques migrateurs.** — L'analyse précise des situations météorologiques *réelles*, se substituant au vague examen de situations moyennes, a donné un grand essor à la météorologie dynamique moderne (3). Les mêmes méthodes étendues à l'étude météorologique des atmosphériques se sont montrées fécondes.

Je vais énumérer les principaux résultats obtenus à l'heure actuelle en renvoyant aux mémoires originaux pour une étude plus détaillée.

Tout d'abord, les lois d'apparition et de disparition des atmosphériques caractérisés par l'absence de toute variation diurne régulière (variation diurne du troisième type) ont été tirées au clair. Ces atmosphériques représentent, sous nos latitudes, une très grande part de ceux qui amènent des troubles dans les réceptions radiotélégraphiques. Dans la saison froide, en particulier, ils sont à peu près les seuls susceptibles d'avoir cette influence nocive. On conçoit donc que les lois qui les concernent aient une grande importance (4).

---

(1) Voir à ce sujet le remarquable mémoire de Tor Bergeron et Gustav Swoboda : *Wellen und Wirbel an einer quasistationäre Grenzfläche über Europa* (Publications de l'Institut géographique de l'Université de Leipzig, **3**, 1924, 63).

(2) Jean Lugeon (84). Au sujet des tentatives de lois reliant les atmosphériques aux dépressions, voir R. Bureau (27). On a également cherché à rattacher les atmosphériques aux noyaux de pluie, voir à ce sujet Watson Watt (138). Les résultats obtenus ne pouvaient être très nets, car, dans les situations pluvieuses, les atmosphériques sont tour à tour éteints et renforcés.

(3) A ce sujet, voir dans le *Mémorial de l'O. N. M.*, nos 1 et 6, les mémoires fondamentaux de J. Bjerknès et H. Solberg (école norvégienne), et de Ph. Schereschewsky et Ph. Wehrlé (école française).

(4) C'est à M. Herath (64) que revient le mérite d'avoir le premier cherché s'il existait une liaison entre l'apparition des atmosphériques et les surfaces de discontinuité séparant les masses d'air froid des masses d'air chaud. Les recherches basées sur l'enregistrement du courant antenne-terre circulant dans un câble de cerf-volant ont les premières mis en lumière le rôle électrique des surfaces de discontinuité. M. Herath en a déduit qu'elles étaient une source d'atmosphériques, principalement les surfaces du type front froid.

Auparavant, M. Wiedenhoff (141) avait constaté que les invasions d'air froid renforçaient les atmosphériques.

Ces travaux nous étaient d'ailleurs encore inconnus au moment où, en France, M. Viaut et moi-même abordions l'étude des mêmes questions pour aboutir aux résultats résumés ci-dessus.

L'apparition et *le renforcement* de ces atmosphériques précèdent ou accompagnent toujours le remplacement d'une masse d'air relativement chaud ou air tropical, par une masse d'air froid ou air polaire. La surface de séparation (ou de discontinuité) qui sépare ces deux masses d'air porte le nom de *front froid.*

On constate au contraire *un affaiblissement* et même *une disparition* totale des atmosphériques lorsqu'une masse d'air polaire est remplacée par une masse d'air tropical. La surface de discontinuité qui sépare ces deux masses d'air porte le nom de *front chaud.*

Or, les perturbations météorologiques (et en particulier les dépressions et les cyclones) sont provoquées par les remplacements successifs de masses d'air chaud et froid, et par le passage de fronts chauds et de fronts froids. Ces phénomènes sont particulièrement nets le long des surfaces de discontinuité séparant l'air émanant de la calotte polaire de celui qui provient de la ceinture de hautes pressions des tropiques. L'ensemble de ces discontinuités porte le nom de *front polaire.*

Dans les régions soumises à l'action du front polaire, la loi d'apparition et de disparition des atmosphériques avec les fronts froids et les fronts chauds se vérifie avec une netteté remarquable.

Nous l'avons constatée *en France* en toutes saisons et dans toutes les régions (1). Cette même loi a été vérifiée *au Portugal* (2) et *en Suisse* (3). Des recherches systématiques ont montré qu'elle l'était également sur l'*Océan Atlantique*, même aux basses latitudes (4). L'action des fronts froids est maintenant admise comme un fait acquis (5) servant de base à des recherches ultérieures. En *Amérique du Nord*, la comparaison des mesures quotidiennes d'atmosphériques assurée par M. Austin à Washington et des situations météorologiques, fait également ressortir l'action du front polaire. Enfin, *en Chine,* le R. P. Gherzi (6) a constaté que les invasions polaires entraînent une forte recrudescence des atmosphériques.

Il faut rattacher à ces lois d'apparition et de disparition, les faits suivants qui ont été observés dans les régions tropicales.

Dans les *typhons*, on constate une absence totale d'atmosphériques (7). En *Afrique Occidentale française*, les atmosphériques

(1) Voir bibliographie (19 à 28).
(2) A. Numès Ribeiro (101).
(3) J. Lugeon (86).
(4) R. Bureau et M. Coyecque (26 et 29).
(5) Watson Watt (140).
(6) E. Gherzi (60).
(7) Il semble d'ailleurs qu'il en est de même pour les cyclones de l'Atlantique oriental. V. R. Bureau et M. Coyecque (29).

****

précèdent et annoncent les grains orageux (1). Il est vraisemblable que le premier phénomène doit être rapproché de l'action d'un front chaud et le second de celle d'un front froid.

La distance à laquelle un front froid est annoncé par les atmosphériques est variable. On a pu la mesurer dans un certain nombre de cas. Elle peut être nulle dans le cas de cyclones jeunes et de discontinuité fraîche (2). En France, elle varie en moyenne de 50 à 300 kilomètres (3). Sur le plateau suisse on a constaté que les fronts froids arrivant de l'ouest étaient annoncés 250 kilomètres en avance (4). En Afrique Occidentale française, M. Mugnier Serand donne une distance moyenne de 250 kilomètres. Sur l'océan les distances peuvent être beaucoup plus considérables (ordre de 1.000 kilomètres) dans le cas de discontinuités provenant de cyclones anciens (3).

Les atmosphériques qui précèdent les discontinuités météorologiques ont la forme de décharges nettement séparées les unes des autres et dont la fréquence augmente en général au fur et à mesure que la discontinuité se rapproche. Ils rentrent donc dans la catégorie des « clicks » (5). Inversement, il semble bien que l'apparition de « clicks » soit toujours annonciatrice d'une discontinuité.

Ces atmosphériques apparaissent *successivement* dans les différents postes d'écoute d'une même région. Ils se propagent comme la surface de discontinuité à laquelle ils se rattachent. Aussi ils ont été dénommés *migrateurs* (6). Après le passage de la surface de discontinuité, et en particulier après le passage des lignes de grains bien caractérisées, on observe un affaiblissement brusque et provisoire des atmosphériques. L'ensemble du pays est donc balayé par une bande de décharges isolées (et augmentant de fréquence en avant de la ligne de discontinuité), suivie d'une bande étroite dans laquelle les parasites cessent, ou, du moins, sont très affaiblis (7).

17. **Les atmosphériques stagnants.** — Vers la fin d'avril, et surtout au mois de mai, on voit apparaître en France des atmosphériques qui diffèrent notablement des précédents et qui sont caractérisés par une variation diurne du deuxième type et par le fait qu'ils appa-

---

(1) Mugnier-Serand (96 et 97). M. H. Hubert (67 *bis*) signale que les grains *non orageux* ne sont pas annoncés, à Dakar, par des atmosphériques.
(2) R. Bureau (25).
(3) R. Bureau et M. Coyecque (29).
(4) J. Lugeon (84).
(5) R. Bureau et M. Coyecque (29).
(6) R. Bureau (25).
(7) Ce phénomène a une grande importance. Nous aurons à y revenir plus loin.

raissent simultanément dans les diverses stations. Ils sont du type « roulements continus » (grinders).

Au point de vue météorologique, ils correspondent à des situa-

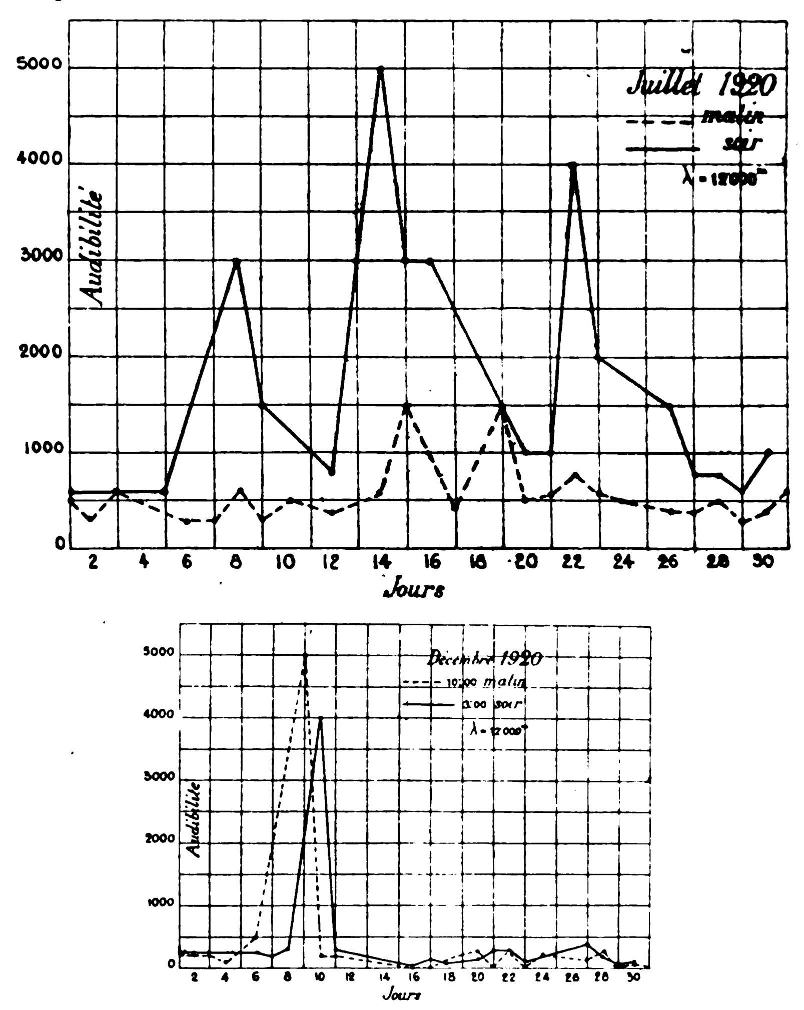


Fig. 4*a* et 4*b*. — *Audibilité des atmosphériques*, d'après L.-W. Austin. (Extrait de *Proc. Inst. Rad. Eng.*). — En juillet, les atmosphériques stagnants prédominent, les fortes intensités ne sont constatées que l'après-midi. En décembre, au contraire, seuls les atmosphériques migrateurs se font sentir aussi bien le matin que l'aprés-midi.

tions bien déterminées (courant de perturbations spécial dénommé « pseudo front polaire »). Ils cessent entièrement dès que cesse la situation météorologique qui accompagne leur apparition. Ces atmo-

sphériques sont de beaucoup les plus violents et les plus gênants que l'on constate en France. Ils ont été dénommés *stagnants* (1).

Ainsi donc, la distinction que nous avons faite depuis le début entre les atmosphériques à variation diurne anarchique, et les atmosphériques à variation diurne du second type, s'est poursuivie d'elle-même dans l'étude du caractère, de la longueur d'onde, de la variabilité avec l'altitude et des relations météorologiques (fig. 4 *a* et 4 *b*).

18. **Les atmosphériques d'anticyclone.** — La variation diurne du premier type signalée plus haut s'observe d'une manière très nette en France et sur l'Atlantique chaque fois que le poste observateur est situé en dehors du trajet des perturbations météorologiques, c'est-à-dire dans les situations anticycloniques.

Les atmosphériques dits « d'anticyclone » apparaissent parfois en dehors des anticyclones, mais alors, ils sont mêlés aux atmosphériques migrateurs ou stagnants provenant des perturbations météorologiques et l'ensemble de la variation diurne prend un aspect complexe.

Les perturbations météorologiques modifient l'allure de la variation diurne, non seulement en y ajoutant les atmosphériques qu'elles provoquent, mais également en réduisant ou en supprimant les maxima de nuit caractéristiques des atmosphériques d'anticyclones (2).

19. **L'instabilité verticale de l'atmosphère.** — Quelle que soit la complexité apparente de ces diverses actions météorologiques, on a pu ramener toutes les causes de production ou de disparition des atmosphériques à une seule propriété de l'atmosphère, son *instabilité verticale* (3). On a montré par ailleurs que la nature et l'aspect des principaux phénomènes météorologiques résultent de la stabilité ou de l'instabilité verticale de l'air (4). Il n'est pas étonnant qu'il en soit de même dans la production des atmosphériques.

(1) R. Bureau (25).

(2) On ne saurait donc considérer les atmosphériques d'anticyclones comme entièrement différents, quant à la nature et à l'origine, des atmosphériques migrateurs, puisque les circonstances météorologiques qui font disparaître les atmosphériques migrateurs peuvent également faire disparaître totalement les atmosphériques d'anticyclone.

(3) L'instabilité verticale provient du mode de répartition des températures avec l'altitude. Si les températures diminuent très rapidement quand l'altitude augmente, des courants verticaux s'établissent dans l'atmosphère. Parler du gradient vertical de la température ou de l'instabilité verticale, ou des courants de convection revient donc pratiquement au même.

(4) Tor Bergeron et Gustav Swoboda, *loc. cit.*

Il y a longtemps qu'on avait, en météorologie, vu l'action des courants de convection dans la formation des orages. Certains auteurs se contentent d'expliquer ainsi l'action de l'instabilité verticale sur l'apparition des atmosphériques et considèrent que seuls agissent, ou presque seuls, les mouvements convectifs de grande envergure provoqués dans les régions tropicales par l'action solaire sur les grandes étendues continentales [1].

Mais, en général, l'action de l'instabilité verticale sur l'intensité des atmosphériques est considérée comme une action locale ou tout au moins comme une action peu éloignée des lieux où sont perçus les atmosphériques. M. Wiedenhoff (141) a expliqué ainsi l'action des invasions polaires, l'action continentale et les variations annuelles M. Herath (64), attribue à la même cause les « Raschelgeraüche » (qui semblent être les « grinders » ou « stagnants »), ainsi que les parasites observés par De Groot dans les îles de la Sonde. La différence de violence des atmosphériques d'Allemagne et de Java serait due à la différence de puissance des courants de convection dans les deux pays. M. J. Lugeon (84), en Suisse, a trouvé que les atmosphériques varient dans le même sens que le gradient vertical de la température.

On a poussé beaucoup plus loin la liaison entre les atmosphériques et la répartition verticale des températures [2]. De toutes manières, on explique ainsi sans aucune difficulté *a)* les atmosphériques *migrateurs* dus à l'instabilité provoquée par l'arrivée d'une masse d'air froide, au-dessus des régions relativement chaudes ; *b)* les atmosphériques *stagnants* dus à l'instabilité provenant de l'échauffement solaire violent, sur le sol, dans certaines circonstances météorologiques favorables ; *c)* la disparition des atmosphériques due à l'action des fronts chauds qui rétablissent la stabilité verticale en altitude.

IV. — LES THÉORIES.

20. La théorie britannique de l'origine tropicale. — La thèse d'après laquelle les atmosphériques viendraient de très loin est en grande faveur en Angleterre. Elle a été tout d'abord développée par M. Eccles. M. Eccles estime que la plupart des atmosphériques des

---

[1] C'est la thèse soutenue par M. Watson Watt, en particulier dans la discussion du mémoire de MM. Round, Eckersley, Tremellen et Lunnon (111).

[2] R. Bureau et M. Coyecque (29).

zones tempérées viennent pendant la saison froide des régions tropicales et y sont provoqués par les éclairs de cette région. Il base cette théorie sur des inscriptions simultanées d'atmosphériques faites à Londres et Newcastle ([1]), et surtout sur la considération de la variation diurne des atmosphériques. M. Eccles ne considère que la variation de la première espèce, celle qui donne des atmosphériques plus forts la nuit que le jour, avec de brusques variations au lever et au coucher du soleil. Dans d'habiles développements, il explique cette variation à l'aide de sa théorie de la propagation (basée sur la réfraction ionique et sur l'action perturbatrice d'un anneau ionisé accompagnant les surfaces de séparation de la nuit et du jour). La variation diurne des atmosphériques (ou du moins celle du premier type) serait due non à une variation diurne de la cause, mais à une variation diurne dans la propagation des ondes naturelles émises ([2]).

Se basant également sur l'identité des variations diurnes observées sur les côtes de l'Atlantique, tant en Angleterre qu'aux États-Unis (variation du premier type), MM. Espenschied, Anderson et Bailey (54) en ont déduit que les atmosphériques avaient une cause commune ([3]) et ont supposé qu'ils venaient des tropiques. Comme argument supplémentaire, ils ont invoqué le fait que les atmosphériques augmentaient en moyenne quand la latitude diminuait. Ils ont assimilé ensuite les atmosphériques aux phénomènes de propagation des émissions à travers l'Atlantique et à la variation diurne de ces phénomènes. Ils en ont conclu que les atmosphériques observés en Angleterre provenaient, au coucher du soleil, de l'Est africain, et au lever du soleil, de l'Atlantique Sud, quelque part entre l'Afrique et l'Amérique du Sud. Mais ils sont d'avis que les atmosphériques de l'après-midi en Angleterre, comme en Amérique, ne rentrent pas dans cette catégorie d'atmosphériques lointains.

Des mesures radiogoniométriques simultanées faites en différents postes côtiers de la Grande-Bretagne ont donné des recoupements localisés souvent à plusieurs centaines de kilomètres des radiogoniomètres, mais non point dans des régions équatoriales ([4]). Cependant,

---

([1]) Leur dépouillement a donné 70 pour 100 d'atmosphériques communs et de même intensité. M. Jouaust a, au contraire, trouvé un faible pourcentage d'atmosphériques communs entre Strasbourg et Besançon (72).

([2]) M. Erskine Murray (98), ayant observé pendant un orage que, à chaque éclair, correspondait un atmosphérique, en a conclu que les orages tropicaux expliquaient suffisamment tous les atmosphériques que nous observons. M. Eccles a cherché à étayer cette théorie à l'aide d'arguments plus substantiels.

([3]) Une cause analogue, peut-être; mais une cause commune, rien ne le prouve.

([4]) Au sujet de ces mesures radiogoniométriques et de ces recoupements, voir plus haut n° 10.

M. Watson Watt admet d'autre part que les atmosphériques observés l'après-midi en Grande-Bretagne émanent de l'Amérique du Sud.

Des recherches radiogoniométriques ont été récemment accomplies au cours d'un voyage d'Australie en Angleterre (111). Les conclusions relatives à l'origine des atmosphériques concernent surtout les « grinders » (variation diurne du second type). Les atmosphériques proviendraient des régions continentales sur lesquelles se produit l'échauffement solaire maximum correspondant à 15 heures du temps local de ces régions. Les auteurs en concluent que les « grinders » sont produits par les violents mouvements de convection provoqués par l'échauffement solaire sur les grandes masses continentales (Asie centrale, Afrique, Amérique du Sud, Australie) et que, en un point quelconque du globe, on perçoit successivement ces divers « grinders », d'où les variations de direction aux différentes heures de la journée. Ils supposent également que pendant que le méridien de 15 heures locales traverse le Pacifique, il n'existe aucun « grinder ». Comme autre argument de la portée très lointaine des atmosphériques, ils invoquent le fait que la courbe d'atténuation des atmosphériques avec la distance (supposée) est identique à celle que donnerait un poste émetteur placé à la source (supposée) des atmosphériques ([1]).

On remarquera d'ailleurs que la théorie de l'origine tropicale des atmosphériques est à peu près le seul point commun aux différents auteurs. Les uns parlent en effet des atmosphériques à variation diurne, du premier type; les autres des atmosphériques à variation diurne, du second type. Les uns trouvent des sources lointaines sur les continents seulement, les autres sur des océans.

Les conclusions sont donc souvent contradictoires. Mais, fait plus grave, l'expérience également contredit ces conclusions.

21. **La théorie des faibles portées.** — Quand Mosler voulut vérifier expérimentalement en Allemagne les affirmations de E. Murray, et institua à cet effet des mesures suivies pendant plus d'une année, il constata que ces affirmations n'étaient nullement justifiées et que l'intensité et le nombre des atmosphériques dépendaient essentiellement des circonstances locales et en particulier des influences météorologiques (94). De violents orages n'avaient pas d'action à 200 km. Le Comité des recherches radiotélégraphiques de la British Associa-

([1]) Il faut noter que les raisonnements des auteurs sont tous basés sur des expériences faites à des dates différentes, ou sur des résultats *moyens*. Les conclusions en deviennent très contestables étant donnée l'énorme variabilité du phénomène d'un jour à l'autre.



tion signale, dans son rapport en 1915, que les atmosphériques dus aux éclairs n'ont pas une portée de plus de 100 milles. M. Austin donne également une faible portée pour les atmosphériques provenant d'éclairs.

Lutze conclut, d'une étude comparée des atmosphériques et des variations brusques du gradient du potentiel en Allemagne, que les atmosphériques sont provoqués par des perturbations *locales* dans l'équilibre de l'électricité atmosphérique (87).

En France, M. de Bellescize fait remarquer que les partisans les plus acharnés d'une origine lointaine des atmosphériques admettent implicitement l'opinion contraire; par exemple, en déplaçant un poste récepteur de quelques dizaines de kilomètres pour qu'il soit moins troublé par les atmosphériques.

On pourrait multiplier les constatations de ce genre. Je me contenterai de citer un certain nombre de faits expérimentaux qui s'opposent entièrement à la conception d'atmosphériques à longue portée.

a) Dans tous les cas d'atmosphériques migrateurs, l'action successive et inverse des fronts froids et des fronts chauds se propage à travers les pays balayés par les fronts. On peut très souvent alors calculer la portée maxima des atmosphériques. Elle est en général, en France, inférieure à 100 kilomètres.

Elle peut même être presque nulle : dans l'Atlantique occidental, les atmosphériques apparaissent en même temps que l'air polaire d'un cyclone jeune. En France, les lignes de grains sont souvent suivies d'une bande sans atmosphériques, étroitement accolée à la bande d'atmosphériques violents.

b) Les atmosphériques stagnants qui causent les brouillages plus violents qu'on connaisse en France n'apparaissent *jamais* quand la situation météorologique n'a pas un caractère déterminé. Ils disparaissent totalement d'une journée à l'autre quand la situation météorologique se modifie *en France* dans le sens convenable.

c) *Les atmosphériques nocturnes* dépendent, même en hiver, de la situation météorologique locale. Aux heures du maximum habituel, ils peuvent avoir entièrement disparu si la situation météorologique le veut.

d) Les atmosphériques diffèrent très souvent du tout au tout quand on passe d'une *altitude* à une autre, soit en ballon, soit en montagne.

e) Les atmosphériques observés les mêmes jours à la même heure en France et au Maroc, en France et en Afrique Occidentale peuvent

être totalement différents. Les journées et les heures d'atmosphériques violents ne concordent pas dans ces trois pays.

Ce choix d'exemples touche toutes les catégories d'atmosphériques et en particulier tous ceux qui peuvent amener des brouillages dans le trafic radiotélégraphique. Dans tous ces cas, c'est-à-dire presque toujours, la théorie qui fait remonter les atmosphériques aux orages tropicaux est totalement inexacte ([1]).

D'ailleurs, certains arguments invoqués par les partisans d'une origine tropicale des atmosphériques sont plus que contestables ou sont basés sur des erreurs de méthodes. En voici quelques exemples :

a) Les arguments d'ordre radiogoniométrique. Je ne reprends plus l'argumentation de M. de Bellescize qui a été résumée plus haut; je me borne au cas suivant : M. Watson Watt ([2]) signale qu'à son avis les atmosphériques anglais de minuit à 7 heures du matin viennent de l'Amérique du Sud. Or, comme l'a très justement fait remarquer M. Pickard (105), les variations annuelles des atmosphériques sont inverses dans l'hémisphère nord et dans l'hémisphère sud. Il est donc difficile de chercher dans un hémisphère la source des atmosphériques de l'autre.

b) Les arguments basés sur les comparaisons d'intensité des atmosphériques. MM. Espenschied, Anderson et Bailey donnent comme argument en faveur de l'origine tropicale le fait que l'intensité moyenne des atmosphériques augmente quand la latitude diminue. Mais ils oublient que ceci n'est vrai *qu'en moyenne*, et non pas dans des cas individuels pour lesquels seuls on est en droit d'invoquer un argument de ce genre.

c) MM. Round, Eckersley, Tremellen et Lunnon signalent que la courbe représentative de l'intensité des atmosphériques en fonction de la distance (supposée) de leur source, ressemble à la courbe d'atténuation d'une émission située au même endroit que la source supposée.

Leur argument ne pourrait être légitimement invoqué que si les courbes d'atténuation (supposée) des atmosphériques étaient construites pour des cas réels à l'aide d'observations simultanées. Mais il semble bien qu'elles se basent sur des résultats correspondant à des journées différentes et à des emplacements distincts. Or, on connaît assez l'énorme variation des atmosphériques d'un jour à l'autre pour

([1]) Il semble difficile de contester ces faits expérimentaux et de les accommoder avec l'origine tropicale des atmosphériques.
([2]) Discussion du mémoire de MM. Round, Eckersley, etc... (111).

pouvoir déclarer qu'une telle méthode n'est nullement légitime ([1]).

Ces brèves indications suffisent à montrer qu'entre les deux thèses il n'y a pas seulement une différence d'interprétation, mais également une différence de méthode — et ceci est beaucoup plus grave. La controverse dépasse donc en portée le sujet lui-même et place la question sur le terrain des méthodes à suivre en géophysique et sur la légitimité de certaines expériences et de certaines conclusions ([2]).

22. **Les théories cosmiques.** — Les deux théories précédentes sont au moins d'accord pour ramener les atmosphériques à des phénomènes de l'atmosphère. Il en est d'autres d'après lesquelles les atmosphériques les plus importants, les « grinders », sont d'origine cosmique. De Groot, se basant uniquement sur la courbe de variation diurne moyenne des atmosphériques déduite d'observations faites aux îles de la Sonde ([3]) et sur de faibles accidents de cette courbe, suppose que ces atmosphériques sont provoqués par le heurt de particules cosmiques contre l'atmosphère terrestre. De Groot a poussé son argumentation jusqu'à calculer, d'après de faibles irrégularités de la courbe de variation diurne moyenne, l'altitude à laquelle se produisaient les heurts. M. Mesny (92) a montré tout ce qu'il y avait d'arbitraire et de peu fondé dans une telle méthode. Il pourrait cependant se trouver qu'elle soit en tout ou en partie exacte. Mais l'observation montre le contraire. En particulier les orages magnétiques et les aurores boréales n'ont aucune influence sur les atmosphériques ([4]).

Une théorie analogue a été développée par M. Pickard (105), mais ses vues sont entièrement théoriques et manquent de base expérimentale.

Ces théories cosmiques semblent bien ne plus avoir aujourd'hui qu'un intérêt historique ([5]).

([1]) Ces erreurs de méthodes sont dues en partie à ce que les expériences et les raisonnements sont conduits comme s'il s'agissait de mesures relatives à des phénomènes créés par l'homme et dont celui-ci n'est maître. Dans l'étude des atmosphériques il est, au contraire, nécessaire de tenir compte des méthodes de la géophysique adaptées à la variabilité des phénomènes naturels.

([2]) On trouvera ces questions traitées tout au long dans un mémoire qui paraîtra dans le *Mémorial de l'Office national Météorologique de France.*

([3]) Ces observations de de Groot contredisent la théorie d'Eccles d'après laquelle la variation diurne du premier type résulterait de phénomènes de propagation à grande distance d'ondes naturelles émises par les éclairs tropicaux. Si la théorie d'Eccles était exacte, on ne devrait plus rencontrer cette variation diurne sous les tropiques. Or, elle y est très nette.

([4]) Eccles (43). R. Bureau (31).

([5]) Des expériences systématiques destinées à déceler des atmosphériques émis par le soleil ont abouti à des résultats nettement négatifs. H. Deslandres et Décombe (40). Nordmann (100).

V. — CONCLUSION

Bien que les atmosphériques soient encore des phénomènes relativement peu étudiés et qu'ils donnent lieu à de nombreuses controverses, il semble bien qu'il soit déjà possible de ne plus s'en tenir à leur sujet à une froide énumération de faits souvent contradictoires en apparence. C'est ce que j'ai cherché à mettre en évidence dans l'exposé qui précède et c'est également ce qui sera l'objet de ma conclusion.

Tout s'éclaire lorsqu'on considère qu'il y a deux types principaux d'atmosphériques : les uns dus à l'action du soleil sur le sol échauffé et aux mouvements ascendants qui en résultent, les autres provoqués par les perturbations de l'atmosphère elle-même.

Les uns et les autres se différencient déjà tellement au premier abord qu'ils ont provoqué des méthodes de mesure entièrement distinctes [1]. Les premiers forment des roulements presque continus. Les autres se présentent comme des bruits (que ce soient des claquements, des craquements ou des décharges) détachés et dénombrables.

Il est presque toujours arrivé que les auteurs étudiant surtout la catégorie qui prédomine dans leur pays, ont annoncé les résultats obtenus comme s'ils s'appliquaient aux atmosphériques en général et non pas à une espèce particulière. Ceci explique bien des contradictions apparentes.

Les propriétés des atmosphériques type roulement sont une conséquence de leur origine. Comme ils sont provoqués par les mouvements ascendants de l'air dus à l'échauffement du sol par le soleil, *a*) ils apparaissent à des heures déterminées de la journée (après-midi et soirée), *b*) ils sont beaucoup plus intenses en été qu'en hiver, *c*) ils sont surtout sensibles dans les basses latitudes, *d*) ils sont beaucoup plus violents sur les continents que sur les océans et, au voisinage des côtes, sont orientés vers les continents, *e*) leur intensité diminue rapidement avec l'altitude, *f*) ils sont surtout violents quand la situation météorologique favorise les courants ascendants dus à l'échauffement du sol par le soleil (en France, pseudo front polaire).

Les propriétés de l'autre catégorie d'atmosphériques (types atmosphériques détachés et dénombrables) se rattachent aussi à leur origine : courants de convection provoqués par le mouvement des masses d'air :

---

(1) M. Austin (9 *bis*) l'a signalé à l'occasion des mesures radiogoniométriques.

a) Ils apparaissent à toute heure, la nuit comme le jour,

b) Ils ne sont pas localisés dans la saison chaude et on les observe également en hiver,

c) Ils sont les atmosphériques caractéristiques des latitudes moyennes,

d) Ils apparaissent indifféremment sur mer et sur terre; cependant les chaînes de montagne, ayant une action sur les perturbations météorologiques, sont susceptibles de les renforcer,

e) Leur intensité est variable avec l'altitude, mais elle varie soit dans un sens, soit dans l'autre suivant la situation météorologique,

f) Ils évoluent parallèlement aux perturbations météorologiques (apparition avec les fronts froids et disparition avec les fronts chauds).

Les atmosphériques nocturnes (dits d'anticyclones) qui, par leur périodicité diurne régulière, se rapprochent des atmosphériques types roulement, doivent plutôt être rattachés à la deuxième catégorie. Ils sont vraisemblablement provoqués par les caractères de l'atmosphère dans les couches d'inversion anticycloniques et leur disparition au lever du soleil correspond à l'extension jusqu'au sol de courants descendants.

En réalité, les atmosphériques qu'on perçoit en une station quelconque appartiennent presque toujours aux trois catégories. Si on les étudie en bloc, on observe fatalement le mélange des propriétés de trois espèces d'atmosphériques. Prenons par exemple les recherches radiogoniométriques; si l'on emploie la méthode d'Austin qui atteint surtout les atmosphériques du genre roulements continus, on mettra en évidence les directions dans lesquelles les courants ascendants dus à l'échauffement du sol par le soleil sont le plus considérables. Ceci s'observera surtout l'après-midi et en été. Une méthode radiogoniométrique basée sur le décompte des atmosphériques mettra plus facilement en évidence ceux qui sont dus aux perturbations météorologiques. Et ceci d'autant mieux qu'on opérera le matin, vers l'hiver et dans une région géographiquement homogène (en plein océan ou en plein continent [1]).

---

[1] On s'explique ainsi très bien cette observation de M. Austin (4) : « Les observations faites indépendamment en un certain nombre de points de la côte Nord (américaine) de l'Atlantique, montrent que les atmosphériques violents de l'après-midi et de la nuit, pendant l'été, semblent provenir généralement du sud-ouest, tandis que les atmosphériques du matin ou ceux qui sont observés dans les saisons froides semblent plutôt être orientés vers un point quelconque de la rose. Il faut noter aussi que ces atmosphériques du sud ouest sont habituellement plus continus que les autres. » Les atmosphériques du sud-ouest (continus) sont les atmosphériques type roulement particulièrement sensibles sur la partie la plus chaude des continents voisins. Ils sont surtout sensibles l'après-midi et en

La mise en lumière de cette différence fondamentale entre les deux catégories d'atmosphériques (tous deux pourtant attribuables en dernier ressort aux mouvements ascendants de l'air) permet donc de classer très commodément un grand nombre de faits d'observation (variations périodiques, influences géographiques, influence de l'altitude, effet de la longueur d'onde, etc.) relatifs à tous les climats, à toutes les saisons et à toutes les latitudes. Il est heureux qu'il soit possible de tirer une conclusion aussi simple d'un exposé si complexe.

R. BUREAU.

BIBLIOGRAPHIE

1. E.-V. APPLETON, *Electrical Review*, *97*, 1925, 432. Le rôle de l'atmosphère dans la T. S. F.

2. L.-W. AUSTIN, *Union radiotélégraphique scientifique internationale*, 10 octobre 1923 (document dactylographié). Observations radiotélégraphiques pendant l'éclipse de soleil du 10 septembre 1923.

3. L.-W. AUSTIN, *Bulletin du Conseil national des Recherches Washington*, D. C., 1924, n° 41. Nos connaissances actuelles concernant les troubles atmosphériques en radiotélégraphie.

4. L.-W. AUSTIN, *Proceedings institut radio engineers*, *9*, 1921, 28 et *Jahrbuch*, *17*, 1921, 402. The relation between atmospheric disturbances and wave lenght in radioreception.

5. L.-W. AUSTIN, *Journal of the Franklin institute*, *191*, 1921, 619. Determination of the direction of atmospheric disturbances or static in radiotelegraphy.

6. L.-W. AUSTIN, *Jarbuch*, *17*, 1921, 410. Die Verringerung der Atmosphärische Störungen bei drahtlosen Empfang.

7. L.-W. AUSTIN, *Onde Electrique*, 7e année, 1922, 663. Résumé des résultats techniques obtenus par la section américaine des signaux URSI sur la mesure des signaux et des perturbations atmosphériques (Communication à la réunion de l'URSI à Bruxelles, en juillet 1922).

8. L.-W. AUSTIN, *Proc. inst. rad. eng.*, *10*, 1922, 153. The monthly averages of signal strength of Nauen in Washington, 1915-1921, and the monthly averages of atmospheric disturbances in Washington, 1918-1921.

9. L.-W. AUSTIN et E.-B. JUDSON, *Proc. inst. elec. eng.*, *12*, 1924, 521. Méthode de mesure de champs électriques et de troubles atmosphériques.

10. L.-W. AUSTIN, *Journal of the Washington Academy of Sciences*, *10*, 1926, 41. The present status of Radio Atmospheric Disturbances.

10 *bis*. J.-G. BALSILLIE, *Electrician*, , 1914. Radiotelegraphy in the Commonwealth of Australia.

11. BAUMLER, *Jahrbuch*, *19*. 1922, 325. Das gleichzeitige Auftreten von atmosphärischen Störungen.

12. H. DE BELLESCIZE, *Radioélectricité*, *4*, 1923, 35. Perturbations atmosphériques et communications par T. S. F.

été. Aux heures et aux saisons où ils sont très faibles, c'est-à-dire le matin et en hiver, ils ne masquent plus les atmosphériques dus aux discontinuités météorologiques qui, restant seuls, imposent leur direction. Celle-ci est celle de la perturbation météorologique qui provoque les atmosphériques. Elle peut donc être quelconque.

13. H. de Bellescize, *La Technique moderne*, *16*, 1924, 277. L'évolution des communications radioélectriques.

14. Boggio Lera, *Meteor. Ztsch.*, *36*, 1901, 139. Ein lignalapparat für ferme Gewitter.

15. Boggio Lera, *Atti della Academia Givenia di Scienzia di Catania*, *13*, 4e Série, 1900.

16. British Association, *Wireless World*, 1915, 87. Report of the British Association, 1915.

17. M. P. Brunig, *Monthly Weather Review*, *50*, 1922, 634. Relation of Weather conditions to wireless audibility.

18. J. Bustos Navarrette, *Onde Electrique*, 4e année, 1925, 447. Observations radiogoniométriques faites à Santiago (Chili) pendant les tempêtes du 21 au 25 juin 1925.

19. R. Bureau, *C. R.*, *178*, 1924, 556. Origine météorologique de certaines perturbations des récepteurs de télégraphie sans fil.

20. R. Bureau, *C. R.*, *178*, 1924, 1623. Influence des discontinuités météorologiques sur certaines perturbations atmosphériques en télégraphie sans fil.

21. R. Bureau et Viaut, *C. R.*, *179*, 1924, 394. Conditions météorologiques de l'apparition de certaines perturbations atmosphériques dans les appareils récepteurs de T. S. F.

22. R. Bureau, *Onde Electrique*, 3e année, 1924, 385. Relations entre certains atmosphériques et les phénomènes météorologiques.

23. R. Bureau, Union géodésique et géophysique internationale, Madrid, octobre 1924. *Procès-verbaux de la Section de météorologie*, p. 52. Les atmosphériques et la météorologie dynamique.

24. R. Bureau, *La Nature*, 52e année, 1924, 301. Les atmosphériques de la T. S. F. Leurs propriétés météorologiques.

25. R. Bureau, *Onde Electrique*, 4e année, 1925, 31 et 58. Onze mois d'observation des atmosphériques.

26. R. Bureau et Coyecque, *C. R.*, *180*, 1925, 1122. Les atmosphériques sur les océans. Leurs caractères météorologiques.

27. R. Bureau, *La Météorologie*, *1*, nouvelle série, 1925, 7. Les atmosphériques et le front polaire.

28. R. Bureau, *C. R.* *180*, 1925, 529. Les atmosphériques, leur classification, leurs propriétés thermodynamiques.

29. R. Bureau et M. Coyecque, *La Météorologie*, *2*, nouvelle série, 1926, 4. Les atmosphériques sur les océans.

30. R. Bureau, *C. R.*, *182*, 1926, 76. La prévision du temps et la variation diurne des atmosphériques.

31. R. Bureau, *La Météorologie*, *2*, nouvelle série, 1926, 140. Compte rendu de la séance du 9 février de la Société météorologique de France.

32. Burch et J. Blœsnsma, *Philosophical Mag.*, *49*, série 6, 1925 et *Onde Electrique*, 4e année, 1925, 267 et 314. Une application du périodogramme à la T. S. F.

33. I.-R. Carson, *Electr. Comm.*, *3*, 1925, 267. Les circuits sélectifs et les perturbations atmosphériques.

34. C.-J.-P. Cave et R. Watson Watt, *Quaterly Journ. of the Roy. Météo. Soc.*, *49*, 1923, 35. Study of radiotelegraphic atmospherics in relation to meteorology.

35. C.-G. Crawley, *Electrician*, *70*, 1913, 808, Wireless atmospherics in Mediterranean.

36. A.-M. Curtis, *Proc. inst. rad. eng.*, *9*, 1921, 225. A system for measuring the amount of statics.

37. M. Dechevrens. *C. R. Assoc. franç. avanc. des Sciences*, 43e sess., 1914, 314. Les ondes hertziennes atmosphériques enregistrées et étudiées à l'Observatoire de Saint-Louis (Jersey), en 1912 et 1913.

38. M. Dechevrens, *Memorie d. Pontif. Acad. rom. del nuov. lincei*, *31*, 1913. Les ondes hertziennes atmosphériques.

39. J.-H. Dellinger, L.-E. Whittemore, S. Kruse, *Scient. pap. of the bur. of stand.*, *9*, 1923, 476. A Study of radio signal fading.

40. H. Deslandres et Decombe, *C. R.*, *134*, 1902, 527. Sur la recherche d'un rayonnement hertzien émané par le soleil.

41. M. DIECKMANN, *Luffahrt und Wissenschaft*, 1912, et *Jahrbuch*, *7*, 1913, 521 et 589. Experimentelle Untersuchungen aus dem Grenzgebiet zwischen drahtloser Telegraphie und Luftelektrizität.

42. FRANK DUROQUIER, *La Nature*, 41e année, 1913, 218. La télégraphie sans fil et la prévision du temps.

43. W. H. ECCLES, *Electrician*, *63*, 1909, 1001. Influence d'un orage magnétique sur les atmosphériques.

44. W.-H. ECCLES et M. H. AIREY, *Proc. Roy. Soc.*, *85*, 1911, 145.

45. W.-H. ECCLES, *Nature*, *89*, 1912, 191. The propagation of long electric wave during the solar eclipse.

46. W.-H. ECCLES, *Proc. Roy. Soc.*, *87*, 1912, 79, et *Jahrbuch*, *8*, 1914, 253. On the diurnal variations of the electric waves occuring in nature and the propagation of electric waves round the bend of the earth.

47. W.-H. ECCLES, *Electrician*, *69*, 1912, 75; *Phys. Ztsch.*, *13*, 1912, 1166 et *Jahrbuch*, *7*, 1913, 191. On certain phenomena accompanying the propagation of electric waves over the surface of the earth.

48. W.-H. ECCLES, *Jahrbuch*, *8*, 1914, 289. The work of the Radiotelegraphie Committee of the British Association.

49. T.-L. ECKERSLEY, *Year Book of Wireless Telegraphy and Telephony*, 1925, 833. Atmospherics.

50. T.-L. ECKERSLEY, *Electrician*, *93*, 1924, 150. The Energy of atmospherics.

50 *bis*. T.-L. ECKERSLEY, *Philosophical Magazine*, 1925, 1250. A note on musical atmospheric disturbances.

51. G. EICHHORN, *Jahrbuch*, *7*, 1913, 81. Gewitter Fernanzeiger.

52. A. ESAU, *Phys. Ztsch.*, *13*, 1912, 721 et *Jahrbuch*, *7*, 1913, 211. Ueber den Einfluss der Atmosphäre auf funkentelegraphische Sender und Empfänger.

53. A. ESAU, *Phys. Ztsch.*, *12*, 1911, 798. Ueber den Einfluss der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger.

54. L. ESPENSCHIED, C.-N. ANDERSON et B. BAILEY, *Electr. Commun.*, *4*, 1925, 7. Transatlantic radio telephone transmission.

55. J. FENYI, *Rapport de la Conférence météorologique internationale d'Innsbruck*, 1905, p. 77. Observation des phénomènes électriques de l'atmosphère et notamment emploi d'enregistreurs d'orages.

56. J. FENYI, *Meteorol. Zeitsch.*, 20e année, 1903, 40 et 462. Ueber Beobachtung der Blitze mittels Kohärer. Ueber Konstruktion und Funktion eines einfachen Gewitterregistrators.

57. J. FENYI, *C. R.*, *134*, 1902, 227. Sur un appareil pour l'enregistrement automatique des décharges de l'atmosphère.

58. FLAJOLET, *C. R.*, *154*, 1912, 729. Contribution à l'application de la télégraphie sans fil à l'étude des orages.

59. FLAJOLET, *Mémoires de l'Acad. des Sciences, Belles-Lettres et Arts de Dijon*, 1912. Contribution à l'application de la télégraphie sans fil à l'étude et à l'annonce des orages.

60. E. GHERZI, *Onde Electrique*, 3e année, 1924, 490. Recherches radiogoniométriques sur la marche des typhons.

61. E. GHERZI, *Marine observer*, *2*, 1925, 132. Typhons and statics.

62. R.-B. GOLDSCHMIDT et R. BRAILLARD, *La T. S. F. au Congo belge*. Hayez éditeur, 112, rue de Louvain, Bruxelles.

63. C.-J. DE GROOT, *Proc. inst. rad. eng.*, *5*, 1917, 75. On the nature and elimination of strays.

64. F. HERATH, *Die Arbeiten des preussichen aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg*, *14*, 1922, 119. Meteorologie und Wellentelegraphie. Beeinflussung des Funkverkehrs durch die Gleitfläche in der Atmosphäre.

65. F. HERATH, *Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre*, *9*, 1920, 12. Meteorologie und Wellentelegraphie.

66. F. HERATH, *Zeitschrift fur Technologie und Physik*, *4*, 1923, 116.

67. F. HERATH, *Sonderheft der Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre*, *57*. Gleitfläche und Lufulektrische Empfangsstörungen.

68. H. HUBERT, *Bulletin du Comité d'études historiques et scientifiques de l'Afrique occidentale française*, *6*, 1925. Dispositifs nouvellement employés à Dakar pour l'étude de certains phénomènes météorologiques.

69. H.-B. Jackson, *Proc. Roy. Soc.*, *70*, 1902, 254. On some phenomena affecting the transmission of electric waves over the surface of the Sea and Earth.

70. Jegou, *C. R. Assoc. franç. avanc. Sciences*, 39e session, tome I, 1910, 198. Récepteur d'orages avec détecteur électrolytique.

71. J.-C. Jensen, *Monthly Weather Review*, *47*, 1919, 878. Some application of radiotelegraphy to meteorology.

72. R. Jouaust, *Comité français de radiotélégraphie scientifique* (document dactylographié), 25 oct. 1923. Recherches relatives à la simultanéité des parasites en diverses stations.

73. F. Kiebitz, *Jahrbuch*, *22*, 1923, 196. Ueber Ausbreitungsvorgänge und Empfangstörungen in der Funkentelegraphie.

74. C. Kinsley et A. Sobey, *Monthly Weather Review*, *47*, 1919, 456 et *Proc. inst. rad. eng.*, *8*, 1920, 299. Radio direction changes and variations of audibility.

75. A. Kœrts, *Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung*, M. Krayn, éditeur, Berlin, 1924.

76. J. Lacoste, *Thèses présentées à la Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg*. Mende, imprimerie G. Pauc, 6, rue d'Ayguespasses, 1923. Contribution à la prévision du temps par les sondages aérologiques et les parasites atmosphériques.

77. J. Lacoste, *C. R.*, *173*, 1921, 843. Sur la relation existant entre les directions des dépressions et les directions des maximums des parasites atmosphériques.

78. J. Lacoste, *C. R.*, *175*, 1922, 707. Nouvelles observations radiogoniométriques des parasites atmosphériques.

79. J. Lacoste, *Revue générale des Sciences*, 35e année, 1924, 209. Les parasites atmosphériques et la météorologie.

80. J.-L. Landerer, *C. R.*, *134*, 1902, 279. Sur l'observation galvanométrique des orages lointains.

81. F. Larroque, *C. R.*, *134*, 1902, 700. Les ondes hertziennes dans les orages.

82. P. Lejay, *C. R.*, *181*, 1925, 678 et 875. Les perturbations orageuses du champ électrique et leur propagation à grande distance.

82 *bis*. P. Lejay, *Bulletin de l'Institut de physique du Globe et de l'Observatoire du Pic du Midi*, Paris, imprimerie J. Mersch, 17, villa d'Alésia, 1926. Les perturbations orageuses du champ électrique et leur propagation à grande distance.

82 *ter*. Loring, *Electrician*, 47, 1911.

83. D. Ludewig, *Annalen der Hydrogr. und marit. Meteorol.*, *42*, 1914, 77 et 43, 1915 et 241. Der Einfluss meteorologisher Factoren auf die drahtlose Telegraphie.

84. J. Lugeon, *C. R.*, *180*, 1925, 594. Relations entre les discontinuités météorologiques et les oscillations hertziennes parasites au voisinage des chaînes de montagne.

85. J. Lugeon, *Procès-verbaux de la Société vaudoise des Sciences naturelles*, *135*, 1920, 94.

86. J. Lugeon, *Archives des Sciences physiques et naturelles*, *7*, 5e période, 1925, 406. Les idées françaises sur la dynamique des parasites de la T. S. F. et leur extension en Suisse. Sur un nouveau procédé expérimental pour l'exploration des parasites atmosphériques.

87. G. Lutze, *Verhandl. der deutschen Physik. Gesell.*, *15*, 1913, 1100; *Jahrbuch*, *8*, 1914, 366 et *Phys. Zeitsch.*, *14*, 1913, 1148. Zusammenhang der Störungen des Potenkalgefälles der Atmosphäre mit Luftelektrischen Empfangstörungen der drahtlosen Telegraphie nach Untersuchungen am Erdboden und in Freiballon.

88. G. Lutze et E. Everling, *Abhandl. der Naturf. Gesell. in Halle a. S.*, nouvelle série, 3, 1914.

89. G. Malgorn et J. Brun, *Radioélectricité*, *3*, 1922, 278. Les parasites, leur origine, leur élimination.

90. Marconi, *Proc. Roy. Soc.*, *77*, 1906, 412. On methods Wereby... the reception of a receiver may be restricted to electric waves emanating from certain directions.

91. R.-H. Marriott, *Proc. inst. rad. eng.*, *12*, 1924, 533. Discovery of a place where no static could be heard in august.

92. R. Mesny, *Onde Electrique*, 2e année, 1923, 391. Les perturbations atmosphériques.

93. R. Mesny, *Traité d'électricité atmosphérique et tellurique*, publié sous la

direction de E. Mathias. Chapitre III, p. 389. Radiotélégraphie et perturbations naturelles électromagnétiques.

94. H. MOSLER, *Elektrot. Zeitsch.*, *34*, 1912, 1134; *Jahrbuch*, *7*, 1916, 215. Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie.

95. E.-B. MOULLIN, *Journ. inst. electr. eng.*, *62*, 1924, 353. Atmospherics and their effect in the wireless receivers.

96 et 97. MUGNIER-SERAND, *Bulletin du Comité d'études historiques et scientifiques de l'Afrique occidentale française*, *2*, 1921, 178 et *6*, 1925, 58. Recherches (et nouvelles recherches) en vue de la prévision des grains orageux en Afrique occidentale française au moyen de la T. S. F.

98. J. ERSKINE-MURRAY, *Electrician*, *65*. 1911 et *Jahrbuch*, *5*, 1911, 108. The origin of atmospherics.

99. E. DI NARDO, *L'audion*, 1re année, 1920, 6. Gli Atmospherici.

100. C. NORDMANN, *C. R.*, *134*, 1902, 273. Recherche des ondes hertziennes émanées du soleil.

101. A. NUMÈS-RIBEIRO, IIIe Congrès mixte des associations portugaise et espagnole pour l'avancement des Sciences, Coimbre 1925. Analyse par A. Giao dans la *Météorologie*, *1*, nouvelle série, 1925, 403. Os parasitos atmosfericos e as situacoës meteorologicas.

102. B. PAOLINI, *La Meteorologica pratica*, 3e année, 1922, 22 et 152. Lo studio dell elettricita atmosferica e dei temporali mediante la radiotelegrafia.

103. B. PAOLINI, *Bul. mens. observer. Montecassino*, 6e année, 1914, 11. Fenomena di elettricita atmosferica osservato durante il temporale del 2 guigno 1914.

103 *bis*. B. PAOLINI, *La Meteorologica pratica*, 7e année, 1926, 21. Methodo per osservare gli atmosferici della radiotelegrafia et primi resultati ottenuti.

104. J. PERRY, *Nature*, *92*, 1914, 528. Atmospheries in wireless telegraphy.

105. G.-W. PICKARD, *Proc. inst. rad. eng.*, *8*, 1920, 358. Static elimination by directional reception.

106. A.-S. POPOFF, *Journ. Soc. physicochimique russe*, *28*, 1895 et *29*, 1896. L'influence des oscillations électriques sur les poudres métalliques.

106 *bis*. A.-S. POPOFF, *Electritchestvo*, 1896, nos 13-14. Appareil pour découvrir et marquer les oscillations électriques dans l'atmosphère.

106 *ter*. A.-S. POPOFF, *Electritchestvo*, avril 1925, no 4. Numéro dédié à la mémoire du professeur Alexandre S. Popoff.

107. W. REICHELDERFER, *Monthly Weather rev.*, *49*, 1921, 152. Forecasting thunderstorms by means of static electricity.

108. E. ROTHÉ, *C. R.*, *173*, 1921, 640. Sur l'emploi de la radiogoniométrie dans l'étude des orages et des parasites atmosphériques.

109. E. ROTHÉ, *Ann. de Physique*, *17*, 9e série, 1922, 385. Sur la radiogoniométrie des parasites atmosphériques et la prévision du temps.

110. E. ROTHÉ, *Onde Electrique*, 2e année, 1923, 7. Sur la radiogoniométrie des parasites atmosphériques et la prévision du temps.

111. H.-J. ROUND, F.-L. ECKERSLEY, K. TREMELLEN, F.-C. LUNNON, *Journ. instit. electr. eng.*, *63*, 1925, 933. Report measurement made on signal strength at great distances during 1922 and 1923 by an expedition sent to Australia.

112. J. ROUSSEL, *L'Astronomie*, 34e année, 1920, 540. L'enregistrement graphique des orages à distance.

113. H. RUBESAMEN, *Diss. Halle*, 1915. Ueber Empfangsstörungen und elektrisch-meteorologische Elemente der Atmosphäre.

114. RUPPEL, *Elektrot. Zeitsch.*, *27*, 1920, 534. Ueber atmosphärischelektrische Entladungen.

115. S. SACCO, Gli atmospherici. Analyse par D.-B. Paolini dans *La Meteorologica pratica*, 6e année, 1925, 141.

116. SCHINDELHAUER, *Jahrbuch*, *12*, 1918, 153 et *Meteorol. Zeitsch.*, *37*, 1920, 177. Ueber den Einfluss der Schichtung der Atmosphäre auf die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

117. SCHINDELHAUER, *Jahrbuch*, 1923, 113. Ueber die Richtung atmosphärichen Störungen.

118. W. SCHOTTKY, *Zeitsch. f. techn. Phys.*, *1*, 1920, 208. La nature et la nomenclature des décharges électriques.

119. R.-L. SMITH ROSE, *World Power*, 1925. Investigations of atmospherics.

120. K. STOYE. *Jahrbuch, 19*, 1922, 58. Der Einfluss von atmosphärischen Vorgängen aûf elektrische Wellen.

121. A.-H. TAYLOR, *Wireless World, 62*, 1913, 549. Wireless and Weather.

122. J.-E. TAYLOR, *Journal of Instit. elect. eng., 47*, 1911, 119. Wireless telegraphy in relation to interferences and perturbations. *Electrician, 66*, 1911, 1024. Wireless telegraph Working in relation to interferences and perturbations.

123. Th. TOMMASSINA, *C. R., 131*, 1900, 876. Sur l'étude des orages lointains par l'électroradiophone.

124. Th. TOMMASSINA, *C. R., 133*, 1901. 1001. Sur l'auscultation des orages lointains et sur l'étude de la variation diurne de l'électricité atmosphérique.

125. A. TURPAIN, *C. R. Assoc. franç. av. des sc.*, 31° session, 1902, 378. La prévision des orages au moyen du cohéreur.

126. A. TURPAIN, *L'Eclairage électrique, 32*, 1902, 449. La prévision des orages.

127. A. TURPAIN, *C. R. Ass. franç. av. des sc.*, 32° session, 1re partie, 1903, 168. Les phénomènes d'électricité atmosphériques observés au moyen d'un cohéreur.

128. A. TURPAIN, *Journal de Physique, 4*, 4° série, 1905, 512. Appareil pour l'observation et l'enregistrement automatique des orages.

129. A. TURPAIN, *C. R. Ass. franç. av. des sc.*, 375. Observations des orages au moyen de cohéreurs et de bolomètres. Enregistrement régulier obtenu à l'Observatoire du Puy-de-Dôme.

130. A. TURPAIN. *La Nature*, 37° année, 1er semestre, 1909, 341. Les orages et leur observation.

131. A. TURPAIN, *C. R. Ass. franç. av. des sc.*, 40° session, 1911, 111 et 114. Microampèremètre enregistreur. Etude et enregistrement des orages. Leur prévision.

132. A. TURPAIN, *Journ. de Phys., 1*, 5° série, 1911, 1005. Appareils enregistreurs et préviseurs des orages.

133. A. TURPAIN, *Le Radium, 8*, 1911, 419. Etude et enregistrement des orages. Leur prévision.

134. R.-A. WATSON WATT, *Philosophical magasine, 45*, 1923, 1010. Directional observations of atmospherics, 1916, 1920.

135. R.-A. WATSON WATT, *Wireless World*, août 1923.

136. R.-A. WATSON WATT, *Proc. Roy. Soc., A. 102*, 460. Directional observations of atmospherics disturbances 1920-1921.

137. R.-A. WATSON WATT. *Jour. Radio Soc. Gt Britain, 4*, 1923, 49. Observations on atmospherics.

138. R.-A. WATSON WATT, *Nature, 110*, 1922, 680. The origin of atmospherics.

139. R.-A. WATSON WATT et E.-W. APPLETON, *Proc. Roy. Soc., 103*, 1923, 84. On the Nature of atmospherics.

139 *bis*. R.-A. WATSON WATT, *Jour. Roy. Aero Soc., 29*, 1925, 62. The benificence of Atmospherics.

140. R.-A. WATSON WATT, Atmospherics dans *A discussion on ionisation in the atmosphere and its influence on the propagation of wireless signal*, 28 nov. 1924. (The physical Society of London and the Royal meteorological Society). The Fleetway Press Ltd, éditeur.

140 *bis*. WEAGANT, *Proc. inst. rad. eng., 7*, 1909, 207. Reception three statics and interference.

141. S. WIEDENHOFF, *Jahrbuch, 18*, 1921, 242. Ueber die Beziehungen zwischen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und den Vorgängen in der Atmosphäre.

142. A. WIGAND et G. LUTZE, *Abhandl. der Naturforsch. Ges. zu Halle a. S., 2*, nouvelle série, 1913. Physikalische Untersuchungen in Freiballon.

143. C.-T.-R. WILSON. The electric field of a thundercloud and some of its effects, dans *A discussion...*, etc. Voir n° 140.

Après la conférence du capitaine Bureau, M. Watson Watt a fait la communication suivante :

« J'ai écouté avec plaisir et intérêt l'exposé lucide du capitaine Bureau. Je voudrais indiquer très brièvement le sens dans lequel sont orientées nos recherches expérimentales, exécutées sous les auspices du « Radio Research Board » et discuter la portée de notre travail sur les conclusions du capitaine Bureau.

« Pendant quelques années, nous avons eu en service en Angleterre, en Ecosse, en Egypte et dans l'Inde, un groupe de quatre enregistreurs automatiques indiquant la direction apparente moyenne d'arrivée de l'ensemble des atmosphériques à un instant quelconque. Cet enregistreur est décrit en détail dans le « Journal of the Institution of Electrical Engineers, London », vol. 64, p. 596, mai 1926. Deux des premières déterminations obtenues par ces enregistreurs montrent nettement la propagation d'atmosphériques provenant de fronts froids situés à des distances bien supérieures à celles que le capitaine Bureau considère comme normales. Les intersections des directions d'arrivée obtenues les deux premiers jours de l'installation des deux enregistreurs en Angleterre et en Ecosse, nous permirent de suivre pendant trente-cinq heures la marche d'un front froid depuis une position au large de la côte ouest de l'Ecosse jusqu'à la côte de la Mer Noire, la distance finale entre la source apparente des atmosphériques située dans le front froid et les enregistreurs étant de 2.700 kilomètres. De même, dans les premières semaines, les essais faits simultanément par les trois enregistreurs d'Angleterre, d'Ecosse et d'Egypte nous permirent de localiser un front froid près de la Sardaigne, à environ 2.500 kilomètres de l'enregistreur situé en Ecosse. Ces deux cas me semblent établir l'existence de distances de réception d'atmosphériques de l'ordre de 3.000 kilomètres, et le fait qu'ils furent obtenus si tôt dans l'ensemble de nos travaux, montre que très probablement de telles distances ne sont pas du tout exceptionnelles.

« J'ai l'impression très nette que nous n'arriverons jamais à une connaissance complète de la nature et de l'origine des atmosphériques tant que nous ne remplacerons pas les vieilles méthodes d'observation d'ensemble, telle que celle décrite par le capitaine Bureau et celle de l'enregistreur qui vient d'être mentionnée, par des méthodes avec lesquelles nous étudierons individuellement un atmosphérique. Le principal but du travail auquel je collabore a été d'étudier de telles méthodes. L'oscillographe cathodique forme la base de deux procédés de cette sorte. Le premier, employé à la détermination de la forme des atmosphé-

riques est bien connu de vous, et comme j'espère avoir l'occasion de répondre à M. Lejay à ce sujet, je me contenterai de vous montrer des formes types d'atmosphériques observés sous les tropiques. Le deuxième appareil est un radiogoniomètre à lecture directe, qui nous permet de déterminer la direction apparente d'arrivée d'un seul atmosphérique. Il a été décrit en détail dans le « Journal of the Institution of Electrical Engineers, London », vol. 64, p. 611, mai 1926; réduit à sa plus simple expression, il se compose de deux cadres perpendiculaires, reliés aux deux paires de plaques déviatrices de l'oscillographe. L'arrivée d'un atmosphérique produit une déviation de la tache fluorescente le long d'une ligne qui indique directement, comme sur le cadran d'une boussole, l'azimut apparent d'arrivée. Avec cet instrument, nous avons pu examiner séparément les atmosphériques produits par quatre orages simultanés à moins de 50 kilomètres du récepteur, ainsi qu'on a pu le voir sur le cliché montré.

« Je suis convaincu que ce n'est que par des observations internationales coordonnées utilisant des méthodes d'examen telles que celle que je viens d'indiquer que nous arriverons à résoudre les problèmes troublants indiqués dans le résumé du capitaine Bureau sur l'état de nos connaissances sur les atmosphériques. »

Watson Watt.

PERTURBATIONS ATMOSPHÉRIQUES ET LONGUEURS D'ONDES

par H. DE BELLESCIZE

SOMMAIRE. — Les formules de propagation reliant entre elles les oscillations dans les antennes émettrice et réceptrice ne pourront être pratiquement utilisées que lorsque l'on sera fixé sur la correspondance existant entre les forces électromotrices recueillies et le degré de sécurité obtenu dans les communications. Or, les atmosphériques constituent le principal obstacle à surmonter, c'est donc d'eux que dépendent les valeurs à donner à ces forces électromotrices.

Nous examinons si l'hypothèse d'après laquelle les parasites varieraient au hasard est susceptible de rendre compte des résultats sanctionnés par l'expérience.

Une première vérification basée sur la mesure des forces électromotrices équivalant aux perturbations tend à prouver qu'en moyenne ces dernières croissent légèrement avec la longueur d'onde; tandis qu'une seconde méthode consistant à combiner l'hypothèse avec la formule de propagation d'Austin conduirait à un résultat opposé.

Il semble donc, d'une part, que l'hypothèse puisse être retenue comme première approximation, et, d'autre part, que les formules de propagation en usage doivent être retouchées de façon à moins favoriser les ondes décroissantes.

Nous insistons sur ce que l'hypothèse faite, de même que les vérifications tentées, ne portent que sur une moyenne autour de laquelle les phénomènes instantanés varient sans doute dans de larges limites.

Hypothèse sur la constitution des atmosphériques. — Dans l'étude de l'influence des atmosphériques sur les communications par T. S. F., on peut toujours procéder de deux manières : l'une, consistant à enregistrer directement l'agitation hertzienne et à en déduire l'action sur le récepteur; l'autre, à remonter des effets constatés à leur cause.

La première méthode suscite plusieurs difficultés sérieuses. L'enregistrement direct des atmosphériques en est une; celle-ci surmontée, on se trouvera en présence d'oscillogrammes à allure complexe dont il s'agira de déterminer l'action sur des résonances de périodes et de constantes de temps quelconques. En principe, rien de plus simple que semblable opération [1]; pratiquement, ceux qui la

[1] Pour la mener à bien, on décomposera l'aire comprise entre l'axe des temps et la courbe représentant la force électromotrice atmosphérique en tranches de faible durée vis-à-vis de la période T sur laquelle a lieu l'étude. Chaque tranche élémentaire de durée Δt et d'amplitude Y crée dans le résonateur de période T un train librement amorti dont la phase est déterminée par la position de l'impulsion sur l'axe des temps, et l'amplitude initiale par l'aire $Y \times \Delta t$. Cette amplitude s'affaiblit ensuite suivant l'amortissement du résonateur, et l'oscillation forcée à un moment donné résulte de la composition des vecteurs représentant les impulsions antérieures, chacun d'eux étant pris avec son amplitude restante.



tenteraient y trouveraient sans doute peu d'agrément, étant donné que pour arriver à une loi, il faudrait la répéter sur de nombreux intervalles de temps, comprenant chacun des centaines ou des milliers de fois la période choisie, puis varier le choix de cette période. Pourtant, en dehors de cette voie, nous ne voyons guère quel enseignement les enregistrements de parasites peuvent bien comporter pour la T. S. F. appliquée.

La seconde méthode a donc toujours eu notre préférence; outre son efficacité, elle oblige à réfléchir sur des groupes de résultats, à les relier entre eux, et en définitive à embrasser l'ensemble du sujet traité.

En particulier, on peut se demander s'il existe sur la constitution des atmosphériques, une hypothèse de nature à rendre compte de l'ensemble des notions acquises relativement aux communications par T. S. F. Etant donné un résultat observé, dépendant d'une cause elle-même fonction de plusieurs variables (forme, amplitude, etc.), on peut toujours imaginer plusieurs explications; la plus simple, celle, si possible, respectant l'indépendance de ces variables, sera *a priori* la plus vraisemblable; et la vraisemblance augmentera au fur et à mesure que l'hypothèse rendra compte de résultats plus nombreux.

Depuis plusieurs années, nous estimons que l'agitation atmosphérique varie tout à fait au hasard. Un énoncé aussi laconique risquant de n'être pas compris, en voici quelques variantes :

Les perturbations sont uniformément distribuées sur l'étendue des ondes utilisées [1].

Les intervalles de temps au cours desquels l'amplitude du champ varie d'une quantité donnée sont, tour à tour et avec un égal degré de probabilité, égaux à toutes les périodes en usage en T. S. F. [2].

Si la forme des atmosphériques était entièrement régie par le hasard, l'un quelconque d'entre eux exerçant une certaine action sur un résonateur de période T aurait les mêmes chances de se trouver réduit dans le temps à l'échelle $\frac{1}{n}$ et par suite de créer un train de même amplitude initiale dans un second résonateur de période $\frac{T}{n}$ [3].

---

(1) Perturbations électriques et communications par T. S. F. (*Radioélectricité*, janvier 1923.)

(2) L'évolution des communications radioélectriques. (*La Technique moderne*, 15 avril 1924.)

(3) *Les atmosphériques et leur influence sur les signaux de T. S. F.* (Étienne Chiron, éditeur.)

On pourrait encore dire que dans une courbe représentant le champ parasite en fonction du temps, l'échelle des temps est indifférente.

Le point de départ de cette hypothèse a été l'observation suivante : dans les débuts de la T. S. F., alors que les récepteurs utilisaient des résonateurs ayant des décréments du même ordre, les techniciens considéraient la sécurité des communications comme fixée en moyenne par la force électromotrice induite par le signal par mètre de hauteur effective de l'aérien récepteur. La relation de l'effet à la cause envisagée est ici immédiate.

Depuis l'apparition des procédés de modulation, le mode d'emploi des récepteurs s'est transformé; au lieu de travailler à décrément à peu près constant, donc à constante de temps proportionnelle à la longueur d'onde, ceux-ci travaillent aujourd'hui à constante de temps fixée par la nature du trafic (téléphonie, vitesse de manipulation en télégraphie, télémécanique, etc.). Il s'agit d'examiner si l'hypothèse faite sur la constitution des atmosphériques rend compte des résultats constatés avec ce nouveau mode d'utilisation; autrement dit, d'établir une formule traduisant l'hypothèse et de confronter cette formule avec les données de la pratique.

C'est exactement le travail tenté déjà dans les articles précités; il doit être repris. D'une part, par suite d'une difficulté intéressant le calcul des probabilités, nous nous étions contentés d'une approximation assez grossière, en indiquant au reste, le sens de l'erreur commise. D'autre part, les vérifications avaient été tentées sur les cas les plus quelconques, dont quelques-uns s'écartant considérablement de la moyenne; or, dans une matière où ces moyennes sont assez mal connues et les écarts bien moins encore, ce mode opératoire est imprudent et permet sans doute de déclarer vraie n'importe quelle formule.

Traduction mathématique de l'hypothèse. — La solution cherchée nous a été inspirée par un travail d'Alexanderson [1]. Pour rendre compte de la protection conférée contre les atmosphériques par l'accroissement de constante de temps permis par le superhétérodyne, cet inventeur énonce que l'amplitude atteinte par les signaux croît proportionnellement à la constante de temps θ des résonateurs (effet d'accumulation évident); tandis que l'amplitude probable de l'oscillation forcée résultant de la superposition de trains parasites

[1] Alexanderson. Brevet français n° 499.212. Priorité aux États-Unis, le 19 avril 1916. Déposé en France le 8 mai 1919.



dont les phases se succèdent au hasard, croît comme la racine carrée du nombre de ces trains, donc comme la racine de la constante de temps. L'efficacité du superhétérodyne — on pourrait dire de n'importe quel dispositif résonnant — réside donc en ce qu'il permet d'augmenter le coefficient :

$$\frac{\theta}{\sqrt{\theta}} = \sqrt{\theta}.$$

Ceci posé, supposons qu'au lieu d'une période déterminée, l'on envisage les diverses périodes T en usage en T. S. F. Étant donné l'hypothèse de départ, tous les récepteurs situés en un lieu donné se trouveront dans la même situation, à un instant donné, vis-à-vis des perturbations atmosphériques, et subiront en moyenne le même nombre de décharges de même efficacité, pourvu qu'on envisage des intervalles de temps $X = mT$ variables d'un récepteur à l'autre, mais correspondant à un même nombre m de périodes T. Si, au lieu de cette durée variable X, l'on envisage un intervalle de temps uniforme θ mesurant la constante de temps des divers résonateurs, le nombre des décharges dont les trains sont susceptibles de se recouvrir mutuellement varie en moyenne comme $\frac{\theta}{X}$, autrement dit comme $\frac{\theta}{T}$. L'amplitude probable de l'oscillation forcée due à l'agitation atmosphérique varie donc comme $\sqrt{\frac{\theta}{T}}$.

Par contre, d'après le mécanisme connu de la résonance, l'amplitude de l'oscillation due au signal est proportionnelle à $\frac{\theta}{T}$. Toutes choses égales d'ailleurs, la sécurité des communications serait donc définie par le rapport :

$$\frac{S\frac{\theta}{T}}{P\left(\frac{\theta}{T}\right)^{0,5}} = \frac{S}{P}\left(\frac{\theta}{T}\right)^{0,5}$$

dans lequel S désigne la force électromotrice du signal par mètre de hauteur effective, P un paramètre indépendant de l'accord du récepteur et représentant l'état atmosphérique à l'instant considéré.

La relation :

(I) $$\frac{S}{P}\left(\frac{\theta}{T}\right)^{0,5} = cste\,K$$

traduit que la liaison a lieu avec un coefficient de sécurité K, lequel doit en principe être fixe tant qu'il s'agit d'obtenir un résultat de qualité donnée dans un trafic de nature donnée.

Avant de passer aux vérifications, voici quelques remarques :

Avec les anciens récepteurs travaillant à décrément constant, on trouve effectivement :

$$\frac{\theta}{T} = cste \qquad \frac{S}{P} = cste.$$

Autrement dit, dans des circonstances données, la force électromotrice S exercée par les signaux devrait être indépendante de la longueur d'onde.

L'emploi fait du calcul des probabilités suppose qu'un très grand nombre de décharges surviennent au cours de la constante de temps θ des résonateurs. Dans le cas limite où ces impulsions seraient au contraire assez raréfiées pour donner naissance à des trains librement amortis distincts, on ne peut plus envisager le niveau probable de l'oscillation forcée due à l'agitation atmosphérique. Il convient alors de comparer les quantités d'électricité mises en jeu après détection, par le signal d'une part, les trains parasites d'autre part. Or, on sait que ce rapport est indépendant des qualités sélectives des résonateurs, de sorte que la sécurité des communications serait alors définie par :

$$\frac{S}{P} = \frac{S}{P}\left(\frac{\theta}{T}\right)^{0}.$$

Ainsi, l'hypothèse faite sur l'agitation atmosphérique conduit en définitive à mesurer la sécurité par un facteur :

$$\frac{S}{P}\left(\frac{\theta}{T}\right)^{a}$$

a pouvant être compris entre o si les décharges sont raréfiées, et o,5 si elles sont denses et de durée au moins comparable à θ. Ce que l'on sait, d'autre part, de cette densité et de cette durée permet de conclure à l'adoption de $a = 0{,}5$.

Le fait, à vérifier, que dans la formule (I) le facteur P serait indépendant de la longueur d'onde donnerait un sens précis à la notion de l'état atmosphérique à un instant donné. On évalue d'ordinaire cet état en mesurant la force électromotrice S_0 qu'un émetteur auxiliaire doit créer dans l'antenne pour dominer les parasites, les résonateurs haute fréquence ayant une certaine période T_0 et l'ensemble du système sélecteur une constante de temps θ_0 (le relevé de ce



dernier paramètre est toujours omis, ce qui enlève tout sens à la mesure). En donnant à la constante K une valeur arbitraire, 1 par exemple, on pourrait alors coter numériquement l'état atmosphérique par la relation :

(II) $$P = S_0 \left(\frac{\theta_0}{T_0}\right)^{0,5} \text{ volts/mètre.}$$

Les considérations précédentes ne comportent aucune restriction sur la manière dont on amène à la valeur θ la constante de temps des circuits sélecteurs. Il est indifférent de le faire sur la période même T du train d'onde, ou sur des périodes moindres ou plus grandes obtenues par modulation; peu importe également que les résonateurs soient électriques ou mécaniques; on peut même les remplacer par des circuits apériodiques (résistance, capacité) lorsque la modulation s'effectue avec une force électromotrice auxiliaire de même fréquence et phase que le signal.

Vérification de l'hypothèse. — Elle consiste à s'assurer que les forces électromotrices $S_0 S_1$... correspondant au même degré de sécurité pour des communications caractérisées par $T_0 \theta_0$, $T_1 \theta_1$... satisfont à la relation :

$$\frac{S_0}{P}\left(\frac{\theta_0}{T_0}\right)^{0,5} = \frac{S_1}{P}\left(\frac{\theta_1}{T_1}\right)^{0,5} = \ldots = K$$

dans laquelle P a la même valeur. Si cette valeur est celle de l'agitation atmosphérique en un lieu donné et à un instant donné, les forces électromotrices seront alors celles permettant soit d'équilibrer cette agitation (mesure de parasites), soit de la dominer avec une certaine marge; P peut encore être une moyenne en un lieu donné; auquel cas $S_0 S_1$... seront les moyennes correspondantes. P peut encore être une valeur probable, $S_0 S_1$... étant alors les forces électromotrices auxquelles conduit l'expérience pour que les liaisons $T_0 \theta_0$... aient un rendement commercial.

Supposant connue la valeur S_0 correspondant à une application particulière, les autres forces électromotrices doivent obéir à la relation dont la valeur commune P a disparu :

(III) $$S = S_0 \left(\frac{\theta_0}{\theta} \frac{T}{T_0}\right)^{0,5} = S_0 \left(\frac{\theta_0}{\theta} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{0,5}.$$

Dans le cas de trafics exigeant la même valeur de θ, il vient simplement :

(III') $$S = S_0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{0,5}.$$

Soit d'abord à examiner si cette expression concorde avec les mesures faites en 1923 par Austin [1] sur les perturbations atmosphériques. La première colonne du tableau I mentionne les longueurs d'ondes sur lesquelles sont accordés les résonateurs haute fréquence; la seconde donne, pour l'année, la moyenne des mesures des forces électromotrices entretenues équivalant aux perturbations matinales; la troisième fournit les mêmes forces électromotrices calculées par la formule (III′) en prenant pour point de départ la mesure effectuée sur $\lambda = 12800$; la quatrième colonne, les écarts en pour 100 entre la mesure et le calcul. Les colonnes 5, 6, 7, comportent les mêmes renseignements pour l'après-midi.

TABLEAU I

ATMOSPHÉRIQUES DU MATIN				ATMOSPHÉRIQUES DE L'APRÈS-MIDI		
Longueur d'onde (mètres)	f. e. m. mesurées volts/mètre	f. e. m. calculées volts/mètre	Écarts °/°	f. e. m. mesurées volts/mètre	f. e. m. calculées volts/mètre	Écarts °/°
12.800	$44,5.10^{-6}$	Origine	Origine	207.10^{-6}	Origine	Origine
13.100	45	45.10^{-6}	0	208	209.10^{-6}	−0,48
14.400	44,6	47,2	−5,5	206	219	−5,95
18.900	56,9	54,1	+5,15	271	251	+7,45
19.000	56,9	54,2	+4,95	271	252	+7,55
Somme des écarts			+4,60	Somme des écarts . .		+8,07
Moyenne des écarts.			+1,15	Moyenne des écarts .		+2,02

Cette première vérification paraît satisfaisante; on ne doit toutefois pas lui attribuer une valeur certaine en l'absence de renseignements sur la constance des constantes de temps θ propres aux circuits utilisés pour les mesures. L'assimilation entre l'oscillation forcée due aux parasites et une force électromotrice entretenue équivalente prête également à discussion. Ces réserves faites, le sens constaté pour les écarts tendrait à prouver qu'au lieu d'être absolument constant, P varierait lentement dans le même sens que la période des résonateurs haute fréquence.

Une autre preuve peut être recherchée dans l'examen des communications établies.

Désignant par :

W_A W_R les puissances mises dans l'antenne et rayonnées, en watts.

$D \lambda h$ la distance entre sections, la longueur d'onde et la hauteur effective de l'antenne émettrice en mètres.

[1] *Long distance radio receiving measurements at the bureau of standards*, in 1923, L.-W. Austin.

On combinera la formule de propagation d'Austin et la formule (III′) basée sur l'hypothèse à vérifier :

$$\left\{ \begin{array}{ll} S^{v}/_{m} = 3\pi \dfrac{e^{-\frac{4{,}7\cdot 10^{-5} D}{\sqrt{\lambda}}}}{D} \sqrt{W_R} \qquad (IV) & \text{d'où : } W_r = \left[\dfrac{S\,D}{3\pi} e^{\frac{4{,}7\cdot 10^{-5} D}{\sqrt{\lambda}}} \right]^2 \\ S = S_0 \left(\dfrac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{0,5} \qquad (III') & \end{array} \right.$$

Le rapport entre les puissances W_A et W_R variant d'une application à l'autre, on admettra entre elles la relation

$$\frac{W}{W_R} = 1 + \frac{0{,}5}{\left(\frac{40h}{\lambda}\right)^2}$$

qui correspond à une résistance de pertes, égale à 0,5 ohms, chiffre courant.

Les hauteurs effectives h sont relevées sur la courbe de la figure 1, qui constitue un choix normal.

Enfin, l'on prendra comme point de départ des forces électromotrices la valeur $S_0 = 50.10^{-6}$ v/m permettant une bonne liaison télégraphique sur $\lambda = 10\,000$ mètres.

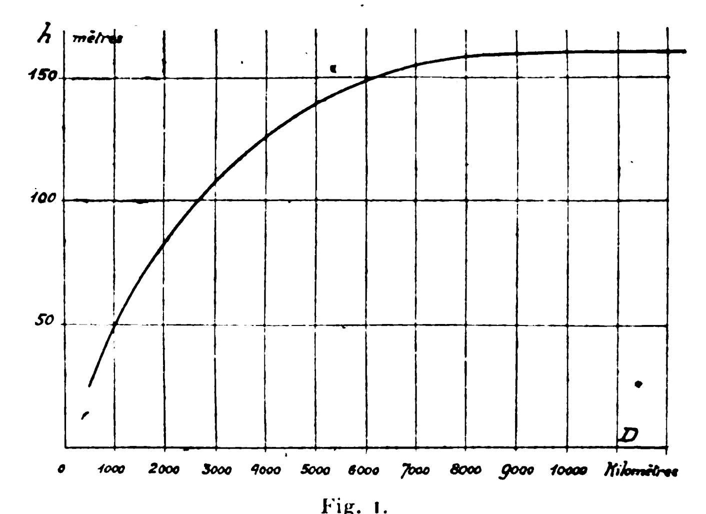


Fig. 1.

Cet ensemble de données raisonnables devrait nous conduire à des puissances et des longueurs d'onde optima également raisonnables, sanctionnées par la pratique.

Le tableau II donne un exemple du calcul pour l'application $D = 3.10^6$ (3000 kilomètres).

TABLEAU II

D mètres	λ mètres	$S = 50\ 10^{-6}\left(\frac{\lambda}{10.000}\right)^{0,5}$ v/m	e $\frac{4.7.10^{-5} D}{\sqrt{\lambda}}$	W_R watts	h mètres	$\left(\frac{40\ h}{\lambda}\right)^2$ ohms	$\frac{0.5}{\left(\frac{40\ h}{\lambda}\right)^2}$	W_A watts
3.10^6	2.000	$22,4.10^{-6}$	23,01	27.200	108	4,65	0,107	30 200
	3.000	27,4	13,03	13 000		2,07	0,241	16.000
	4 000	31,7	9,29	8.800		1,16	0,431	12.600
	5.000	35,5	7,36	6.900		0,75	0,671	11.550
	6 000	38,8	6,18	5.820		0,52	0,965	11.450
	7.000	41,9	5,39	5 140		0,38	1,31	11.850
	8.000	44,8	4,83	4.790		0,29	1,72	13.000
	9.000	47,5	4,10	4.250		0,19	2,69	15.650

Avec l'antenne adoptée, la puissance antenne et l'onde optima pour une portée de 3000 kilomètres, sont donc respectivement de 11450 watts et 6000 mètres; avec une antenne plus basse ou moins bonne, la puissance augmenterait et l'onde optima diminuerait légèrement.

Répétant la même opération pour les portées comprises entre 1000 et 7000 kilomètres, on obtient le tableau III.

TABLEAU III

Portées (kilomètres)	f. e. m. à obtenir (v/m)	hauteur adoptée pour l'émetteur (mètres)	Onde optima (mètres)	Puissance antenne (kilowatts)
1.000	$17,3.10^{-6}$	50	1.200	0,06
2.000	30,8	85	3.800	1,5
3 000	38,7	108	6.000	11,5
4.000	44,8	126	8.000	54
5.000	52,5	140	11.000	200
6.000	59,1	150	14.000	585
7.000	67,2	155	18.000	1.700

Les longueurs d'ondes qui y figurent sont sensiblement celles sanctionnées par l'expérience; elles sont au reste déterminées par des minima assez peu accusés.

Les puissances comprises entre 10 et 500 kilowatts-antenne environ sont également celles adoptées pour les portées correspon-

dantes dans les services à rendement commercial, et nous possédons sur ce point de nombreux recoupements. Les puissances que le calcul indique comme nécessaires à plus de 6 000 kilomètres n'ont rien d'anormal d'après les forces électromotrices correspondant à un contact à peu près sûr sur ondes voisines de 20000 mètres; faute de pouvoir réaliser ces puissances, on se contente alors de liaisons intermittentes, utilisant les instants où le coefficient d'absorption est inférieur à $4{,}7.10^{-5}$, et où, par suite, des forces électromotrices convenables peuvent être obtenues par l'emploi de longueurs d'ondes et de rayonnements moins importants. Quant aux puissances requises pour les portées de 2.000 kilomètres et moins, elles semblent à première vue trop faibles, ce qui peut être attribué à une ou plusieurs des causes suivantes : ou bien cette anomalie n'est qu'apparente; ou bien la formule de propagation (IV) n'est plus applicable; ou bien l'hypothèse faite sur la constitution des atmosphériques se trouve en défaut.

La première de ces causes doit contenir une part de vérité : les services sur ondes inférieures à 3000 mètres ayant été beaucoup moins travaillés que les autres (émetteurs amortis ou instables, récepteurs fonctionnant sur antenne quelconque ou n'utilisant pas le maximum de constante de temps permise) exigent sans aucun doute des puissances exagérées. Une liaison télégraphique assurée à 1000 kilomètres à l'aide de 60 watts dans une antenne ayant 50 mètres de hauteur effective n'est pas aussi invraisemblable qu'on pourrait le croire *a priori*.

La seconde cause doit être la plus importante : les 60 watts fournis par le calcul pour la portée de 1 000 kilomètres semblent en effet peu en rapport avec la force électromotrice de $17{,}3.10^{-6}$ v/m recueillie à la station réceptrice. Cette constatation n'a rien d'étonnant, la formule de propagation d'Austin n'ayant été établie et vérifiée que pour des ondes supérieures à 2500 mètres.

Quant à la troisième cause éventuelle — hypothèse sur la constitution des parasites se trouvant en défaut — elle nous paraît peu probable; si on lui attribuait les anomalies du tableau III, il faudrait supposer — les puissances indiquées par le calcul étant inférieures à celles reconnues nécessaires — que le terme P varie en sens inverse de la longueur d'onde. Cette conclusion irait à l'encontre de celle déduite à titre provisoire du tableau I; en outre, elle ne se relierait à aucune observation connue : ni à ce qu'on sait sur la portée des atmosphériques, qui doit logiquement varier dans le même sens que la période des résonateurs affectés par eux (d'où raréfaction des

décharges sur les petites longueurs d'ondes); ni à l'aspect des oscillogrammes relevés à ce jour, lequel porterait plutôt à croire que les ondes longues se trouvent plus désavantagées que ne l'indique l'hypothèse à l'étude. S'il arrive à être prouvé que le terme P varie quelque peu, ce sera sans aucun doute dans le même sens que les périodes des résonateurs.

La formule (III) montre que, toutes choses égales d'ailleurs, la puissance à mettre en jeu varie comme la constante de temps θ. Si par exemple, l'on admet $\theta = 0{,}01$ seconde pour la télégraphie à vitesse modérée, et $\theta = 0^s{,}0005$ pour la téléphonie, la seconde application nécessitera une puissance vingt fois supérieure. Nous disons, toutes choses égales d'ailleurs; mais il n'en est jamais ainsi : quelques parasites n'empêchant pas de saisir, à l'oreille, le sens d'une phrase parlée ou d'apprécier un morceau de musique, peuvent brouiller la lecture d'une correspondance télégraphique chiffrée. Le désavantage pratiquement constaté en téléphonie doit donc être inférieur à celui indiqué ci-dessus; cela ne signifie pas que la formule (III) soit en défaut, mais que le coefficient de sécurité K à prévoir varie d'une application à l'autre.

Résumé et conclusions. — L'hypothèse à vérifier est la suivante : L'agitation atmosphérique est de telle nature qu'on a les mêmes chances de rencontrer, au cours d'un même nombre de périodes, deux décharges créant dans deux résonateurs de périodes différentes des trains librement amortis de même amplitude initiale.

Cette hypothèse semble à peu près confirmée par les mesures faites, en 1923, par Austin, à l'aide de résonateurs accordés sur des ondes comprises entre 12.800 et 19.000 mètres. Si l'on pouvait tirer une conclusion certaine de mesures exécutées sur une aussi petite échelle, on devrait plutôt conclure à une retouche de l'hypothèse dans le sens d'une variation lente de l'amplitude des parasites avec la période des résonateurs haute fréquence.

Cette hypothèse conduit aux longueurs d'ondes dont la pratique a sanctionné l'emploi. En ce qui concerne les puissances à mettre en jeu, la vérification n'est certaine que dans la limite approximative $3000 < \lambda < 14000$; pour les ondes supérieures, l'accord est vraisemblable; pour les ondes inférieures, il ne l'est certainement pas, mais la formule de propagation utilisée paraissant en défaut, le procédé de contrôle employé n'est plus valable.

L'application faite de l'hypothèse initiale suppose en outre que les décharges atmosphériques sont très serrées, et que chacune d'elles

équivaut à la succession de nombreux chocs élémentaires qui trouvent place au cours de l'intervalle de temps θ égal à la constante de temps des circuits sélecteurs; ce résultat, déjà connu, trouve ainsi une confirmation nouvelle.

Nous avons rappelé la théorie faite, en 1916, par Alexanderson, sur la protection conférée par la résonance aux signaux contre les perturbations se succédant au hasard; cette théorie peu connue, bien que fort importante, nous a fourni l'expression adaptée au contrôle de notre hypothèse.

Dans la limite où cette hypothèse est vérifiée, le degré d'agitation atmosphérique en un lieu et à un instant donnés acquiert un sens précis, indépendant de la période des collecteurs d'ondes, et susceptible de mesure. Cette mesure suppose une seule détermination de la force électromotrice entretenue S_0 de période T_0 nécessaire pour dominer l'effet des parasites, dans un résonateur accordé et de constante de temps connue θ_0.

Également, dans les limites où elle se trouve vérifiée, l'hypothèse fournit une relation entre les forces électromotrices S nécessaires pour obtenir un même degré de sécurité, les longueurs d'onde λ et les constantes de temps θ dépendant, par ailleurs, du résultat à obtenir. On ne doit toutefois pas perdre de vue que les marges de sécurité à respecter varient notablement suivant les applications.

Enfin, nous ne voulons pas terminer sans insister sur la grande place que le calcul des probabilités ou tout au moins les notions de statistiques, de valeurs moyennes et d'écarts sont destinés à prendre dans une industrie fondée sur des paramètres nombreux et pour la plupart susceptibles de varier entre des limites extraordinairement étendues ; cela sous l'effet du hasard, ou, ce qui revient au même, de lois encore insoupçonnées. Aussi longtemps qu'ingénieurs, exploitants, services commerciaux et public ne seront pas affranchis de leur mentalité actuelle du tout ou rien, leur vocabulaire sera dépourvu de signification précise, et mieux vaudrait en supprimer la plupart des termes — celui d'antiparasite par exemple — auquel chacun attribue un sens particulier.

H. de Bellescize.

RELATIONS ENTRE LES PERTURBATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES ET LES TROUBLES SOLAIRES

Par Albert NODON

Docteur ès Sciences, ex-adjoint à l'Observatoire de Meudon, Président de la Société astronomique de Bordeaux.

SOMMAIRE. — La propagation des ondes électromagnétiques paraît étroitement liée à l'état d'ionisation et de conduction des couches atmosphériques supérieures. L'ionisation atmosphérique semble due à des radiations ultrapénétrantes émises par le soleil et par les astres. L'émission de ces radiations subit de profondes modifications pendant les perturbations solaires et électromagnétiques, entrainant des effets correspondants dans la propagation hertzienne.

Il paraît exister d'étroites relations entre les troubles électromagnétiques, les troubles atmosphériques et les troubles solaires. Ces déductions résultent de nombreuses observations faites à l'aide d'électromètres de modèles divers, protégés contre les actions électriques extérieures par des cages de Faraday. On observe des oscillations régulières dans la charge intérieure de l'instrument, pendant la durée des troubles solaires et atmosphériques, ainsi que des pertes de charge ou fuites spontanées.

Ces faits attribuables à l'action de radiations particulières, douées d'un grand pouvoir de pénétration, provoquant des effets d'ionisation sur les corps qu'elles rencontrent. J'ai signalé pour la première fois l'existence de ces radiations d'origine extra-terrestre, à l'Académie des Sciences de Paris, en 1921.

On constate par les méthodes électrométriques et photographiques que ces radiations ou ultraradiations provoquent la désintégration matérielle et modifient la radioactivité de l'uranium et du radium. Ces résultats consignés dans diverses publications scientifiques (*Ciel et Terre*, mai 1923; *Nature*, mars 1922, etc.) ont été confirmés par divers physiciens, en particulier par Mlle Maracinéano (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, novembre 1923); par M. Kohlhörster et par M. Hoffmann (*Physik. Zeits.*, pp. 40-43, 1925); et plus récemment par M. Millikan en Amérique. J'ai également signalé que des variations correspondantes aux précédentes se manifestaient dans la composante horizontale du magnétisme terrestre, dont l'origine paraît être la même.

Les ultraradiations semblent jouer un rôle important dans la propagation des ondes électromagnétiques à travers l'atmosphère.

Je signalerai à ce sujet, les récentes observations que j'ai faites pendant la période de troubles prolongés qui eut lieu du 15 janvier au 14 mars 1926. Cette remarquable période d'agitation fut caractérisée par une activité solaire exceptionnelle ainsi que par le nombre, par les dimensions et les incessantes tranformations des taches et des facules solaires.

On nota pendant cette période d'importants troubles sur la surface entière du globe terrestre; l'électromètre ainsi que le magnétographe enregistrèrent des oscillations ininterrompues pendant toute la durée de ces perturbations. Ces oscillations dont l'amplitude variait avec l'importance des perturbations, avaient une durée constante de 7 secondes pour chaque oscillation complète.

Un électromètre à cadran dont l'aiguille était constamment chargée à plusieurs centaines de volts, ainsi que les deux paires de cadrans, projetait un spot lumineux sur une même échelle graduée.

Ce dispositif permettait de se rendre compte de variations simultanées d'ordre électrique et magnétique. On constate que ces variations sont généralement du même ordre de grandeur.

Pendant cette période de troubles prolongés, j'ai noté la valeur des réceptions radioélectriques en utilisant un poste à induction Gody et un poste à réaction C.119; les observations faites à Bordeaux portèrent sur des ondes de diverses longueurs. L'antenne en fil de fer galvanisé avait une longueur utile de 35 mètres; elle était tendue à une hauteur moyenne de 12 mètres.

Les réceptions au casque, très pures en temps normal, furent en général très médiocres pendant la période d'observations qui s'étendit du 8 février au 14 mars 1926. J'ai constaté que les réceptions étaient d'autant moins bonnes que les troubles électromagnétiques enregistrés par les instruments étaient eux-mêmes plus accentués. Les réceptions redevenaient au contraire assez bonnes pendant les courtes périodes d'accalmie. Voici quelques-unes de ces observations :

Dans la soirée du 8 février, caractérisée par des perturbations solaires et électromagnétiques intenses, les réceptions radiotéléphoniques furent rendues impossibles à Bordeaux. De gros foyers passèrent ce jour-là au méridien central du soleil, et deux autres apparurent sur le bord est. Ces divers foyers présentaient une vive agitation.

Le 9 février, les troubles s'atténuèrent sensiblement, et les réceptions devinrent assez bonnes.

Le 11 février, on nota une recrudescence dans l'activité solaire et électromagnétique; les réceptions furent mauvaises dans la journée, particulièrement vers 22 heures.

Les 13, 15, 19, 20, 23 février, jours de forte agitation, les réceptions furent plusieurs fois rendues impraticables.

Le 1er mars, les foyers solaires en état d'agitation ayant disparu sur le bord ouest, on assista, en revanche, au retour d'un gros foyer calme au bord opposé. Les réceptions radiotéléphoniques furent bonnes. Il en fut de même le 7 mars.

En revanche, le 9 mars, à la suite d'une reprise accentuée des troubles électromagnétiques et atmosphériques, les réceptions redevinrent mauvaises. Enfin le 14 mars, les oscillations électromagnétiques cessèrent brusquement, après avoir duré deux mois de suite, et la composante horizontale du champ terrestre diminua aussi rapidement.

L'agitation solaire ayant cessé de se manifester, l'état général de l'atmosphère redevint beau. Les réceptions radiotéléphoniques redevinrent également bonnes, sans atmosphériques ni fading appréciables; mais leur intensité était faible. Pendant les journées suivantes, le calme s'étant définitivement établi, les réceptions reprirent leur caractère normal.

Il semble résulter des observations précédentes, qu'il existe d'étroites relations entre les troubles solaires et électromagnétiques et la propagation des ondes hertziennes.

Les perturbations électromagnétiques et atmosphériques paraissent attribuables, comme je l'ai dit, à des ondes très courtes, émises par le soleil et par les astres; ces ondes très pénétrantes produisent des effets d'ionisation importants (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* novembre 1921, 11 juin 1923). Les effets d'ionisation qui se manifestent dans la haute atmosphère paraissent être en étroite relation avec la propagation des ondes hertziennes.

On sait, en effet, que ces ondes, qui devraient suivre dans l'atmosphère comme dans le vide une direction rectiligne comme les ondes lumineuses et se propager avec la vitesse de la lumière, affectent, au contraire, une marche curviligne qui leur permet de contourner la terre. On admet généralement que ce mode de propagation anormal est attribuable, pour une part tout au moins, à une série de réflexions à la surface d'un plafond conducteur situé à plusieurs kilomètres d'altitude, cette surface conductrice jouant probablement le rôle d'un miroir sphérique réfléchissant les ondes hertziennes dans le milieu diélectrique formé par l'atmosphère inférieure.

Pendant les périodes de calme solaire, des ondes très courtes ou ultraradiations, émises par le soleil et par les astres, paraissent provoquer l'ionisation des couches supérieures de l'atmosphère en les transformant en milieux conducteurs.

Il se formerait alors une zone délimitée entre les couches supérieures conductrices et les couches inférieures isolantes, zone située à une altitude variable qu'on suppose atteindre plusieurs dizaines de kilomètres de hauteur. Ce plafond, généralement désigné sous le nom de « couche d'Heaviside », aurait pour effet de faire subir aux ondes hertziennes qui le rencontrent sous une incidence rasante, une série de réflexions successives, les maintenant parallèles à la surface du sol.

Toutefois, on devrait tenir compte dans cette hypothèse des variations qui se produisent dans l'activité solaire et dans celle des ultraradiations pendant les périodes diurnes et nocturnes. Les ultraradiations, ainsi que j'ai pu m'en rendre compte au cours de mes recherches sur la désintégration des corps, sont sensiblement plus intenses au soleil qu'à l'ombre et que pendant la nuit.

Les effets d'ionisation qu'elles produisent pendant le jour, sous l'action directe du soleil, atteignent les objets situés à la surface du sol, ainsi que les couches d'air voisines; il en résulte que ces couches d'air cessent d'être complètement isolantes, fait qui se traduit par une diminution dans l'intensité des transmissions et des réceptions radioélectriques.

Pendant les périodes de troubles solaires et électromagnétiques, les conditions d'émission des ultraradiations se trouvent profondément modifiées. Les ultraradiations subissent alors des variations continuelles, parfois très importantes, qui changent constamment l'état d'ionisation de la haute et de la basse atmosphère.

Le plafond perd toute régularité et sa surface subit probablement des vallonnements continuels; les ondes hertziennes rencontrant cette surface accidentée subissent des réflexions diffuses et parfois même une absorption complète qui correspond à un arrêt dans les transmissions. La surface réfléchissante se redressant, le « fading » diminue et cesse graduellement, pour reprendre bientôt après.

Les variations brusques qui se produisent constamment dans la libre propagation des ondes hertziennes, font naître les « atmosphériques » si gênants pendant les périodes troublées.

Les réfractions que subissent les ondes dans des milieux dont le pouvoir inducteur spécifique varie sans cesse, produisent des chan-

gements de « couleur » de ces ondes qui ne sont pas rigoureusement monochromatiques; ces changements correspondent à de légères variations dans la longueur des ondes transmises, fait que l'on observe pendant les périodes troublées. On doit, du reste, distinguer dans les atmosphériques ceux qui sont dus aux causes précédentes et ceux qui proviennent de décharges électriques lointaines, pendant les périodes orageuses. Du reste, les phénomènes orageux sont également soumis à l'influence des troubles solaires et des troubles électromagnétiques; leur origine paraît donc être la même que celle des troubles généraux de l'atmosphère. Ajoutons enfin que la propagation des ondes s'effectue d'autant plus facilement que l'intensité magnétique du champ terrestre est plus grande.

En résumé, il paraît exister d'étroites relations entre les perturbations solaires, les troubles électromagnétiques, les troubles atmosphériques et les troubles dans la propagation des ondes électromagnétiques.

Il semble que l'on puisse attribuer la plupart des phénomènes observés dans la propagation des ondes hertziennes à l'action de radiations de très courte longueur d'onde, émises par le soleil et par les astres, radiations provoquant des effets variables d'ionisation et de conduction électrique dans les diverses couches de l'atmosphère.

Albert Nodon.

Nous avons reçu tout dernièrement du même auteur la note suivante :

Observations faites le 25 juin 1926
sur la propagation des ondes hertziennes.

Je crois devoir signaler les curieuses observations que j'ai faites pendant la soirée du 15 juin 1926, au sujet des réceptions radiotéléphoniques, un peu avant le lever de la pleine lune et du coucher du soleil, à 20 h. 58 (heure légale).

Mon poste de réception est un C-119 à trois lampes (réception au casque) dans lequel toute connexion avec la terre était supprimée et remplacée par un contrepoids, constitué par un condensateur colloïde de très grande capacité. J'avais également disposé un filtre électromagnétique entre les selfs réglables. Ce dispositif permettait d'atténuer fortement les parasites et d'augmenter la pureté des réceptions. L'antenne extérieure avait 40 mètres de longueur.

J'avais réglé mon poste sur Radio-Paris à 20 h. 10, et je reçus aussitôt les informations de Radiolo, avec une grande netteté, sans parasites appréciables jusqu'à 20 h. 30 environ. Mais à partir de ce moment jusqu'à 21 heures environ, les parasites atmosphériques furent d'une telle violence qu'il fut impossible de recevoir aucune communication distincte. On ne percevait que sifflements et hurlements, dont la cause était certainement due à de violentes perturbations dans la propagation des ondes hertziennes. Le ciel était pur, le temps n'était pas orageux; la pleine lune se levait radieuse à l'horizon est, pendant que le soleil se couchait à l'horizon ouest.

J'observais alors mes instruments de mesure électriques et magnétiques qui m'accusèrent de vives oscillations pendant la période de troubles. J'avais du reste déjà observé à diverses reprises que pendant les 10 ou 15 minutes qui précèdent l'apparition de la pleine lune à l'horizon par temps clair, il se produit des troubles très nets dans les actions électromagnétiques.

Lorsque la lune se fut élevée de quelques degrés au-dessus de l'horizon, les parasites cessèrent rapidement et les réceptions reprirent normalement.

Il est intéressant de noter les relations qui paraissent exister entre les perturbations dans la propagation des ondes électromagnétiques, les troubles électromagnétiques et les positions relatives du soleil et de la lune par rapport à la terre. Les actions électromagnétiques paraissant provoquées par des ondes ultrapénétrantes d'origine extra-terrestre; ces faits semblaient confirmer ceux que j'ai déjà signalés ultérieurement.

Albert Nodon.

INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Écoute. — M. René Demarne, chef de la station de T. S. F. à Saint-Denis de l'Ile de la Réunion, nous prie de communiquer à nos lecteurs la note suivante :

Pour rendre service aux amateurs français qui sont peu ou pas entendus à La Réunion, M. R. Demarne se tient à leur disposition les mardi, jeudi, samedi, de 00 h 30 à 02 h 30 G. M. T., pour écouter leurs émissions. Cependant, les amateurs devront prévoir leurs émissions bien à l'avance; il faudra, en effet, faire connaitre à M. Demarne les heures d'émission, l'indicatif, le système de transmission (ronflées, modulées, etc.), la longueur d'onde; or le courrier met environ quarante jours à parvenir à La Réunion. D'autre part, l'écoute n'aura pas lieu pendant le mois de septembre. En définitive, l'horaire d'émission sera donc pour deux mois environ après le départ de la lettre donnant les renseignements ci-dessus.

SYSTÈME DE COMMUNICATIONS ÉLECTRIQUES SECRÈTES [1]

par Jean JAMMET

Ingénieur civil

SOMMAIRE. — L'utilisation, de jour en jour plus intense, des communications radiotélégraphiques pose impérieusement le problème du secret de ces communications.

De nombreux chercheurs se sont donc orientés dans cette voie et ont proposé des solutions très diverses. Cependant, on peut dire qu'en général ces solutions sont assez complexes, ou ne procurent qu'un secret fort relatif. L'auteur s'est proposé, tout en n'utilisant que des moyens mécaniques simples et des appareils ayant déjà fait leurs preuves, de transmettre des messages présentant un caractère de secret absolu.

Le principe, métaphysique pourrait on dire, de la solution consiste à utiliser une clef ne présentant pas de périodicité et par conséquent indiscernable.

Il est, de plus. facile de s'assurer contre le vol ou la perte de la clef en la changeant à volonté.

Le problème du secret en radiotélégraphie. — On a dit plaisamment que si la Télégraphie sans fil avait été inventée avant la Télégraphie avec fils, celle-ci aurait été considérée comme un progrès.

C'est une boutade, mais qui montre bien le souci que crée cette publicité des dépêches transmises par T. S. F., publicité qui peut, dans certains cas, avoir les conséquences les plus graves.

Il est presque inutile, en effet, de rappeler que toute dépêche chiffrée peut être lue par des cryptologues professionnels et que, par exemple, aucune dépêche allemande captée pendant la dernière guerre n'est restée inexpliquée, de même que, certainement, aucune dépêche française n'a échappé au service allemand du chiffre.

Le secret en temps de guerre n'est d'ailleurs pas le seul important, et si l'on ne confie jamais les messages diplomatiques au télégraphe, si on les fait porter avec la « valise » par un envoyé spécial, c'est que ce procédé est le seul qui puisse assurer le secret de la correspondance. Dans un autre ordre d'idées, certains commerçants et financiers auraient le plus grand intérêt à être assurés que personne ne pourra déchiffrer leurs télégrammes.

On s'est donc préoccupé depuis très longtemps de rendre secrètes les communications radiotélégraphiques, et on a employé, pour

(1) Communication faite à la Société des Amis de la T. S. F., à la séance du 24 février 1926.

obtenir ce résultat, plusieurs systèmes dont la plupart sont bien connus actuellement. On peut considérer ces systèmes comme dérivant de deux principes fondamentaux : le premier agit sur l'onde porteuse du signal, le second sur le signal lui-même.

Le premier, dont la réalisation la plus perfectionnée semble due à Marconi, consiste à diriger l'onde de façon à n'émettre qu'un faisceau de rayons. Tout ce qui ne se trouve pas dans ce faisceau ne perçoit pas le signal. Cependant, si ce système a des avantages au point de vue de la puissance reçue, il n'assure qu'un secret relatif et limité à la « zone d'ombre ». Tout récepteur situé dans le faisceau est actionné par les signaux.

Le second système consiste à émettre un signal d'une nature telle qu'il ne soit compréhensible que pour le correspondant. C'est à ce système que se rattache, par exemple, le procédé qui consiste à faire varier progressivement la longueur d'onde de l'émission, et à modifier la réception en synchronisme avec celle-ci. Nous avons tenté des essais de ce système, et nous croyons savoir que la Société Marconi l'avait aussi expérimenté, mais des deux côtés on a dû abandonner les essais, en raison de l'impossibilité qu'il y a d'obtenir une synchronisation suffisante, et surtout de pouvoir la maintenir. Le dispositif que nous allons présenter dérive d'ailleurs d'un principe analogue, de même que celui qui a été utilisé avec succès, semble-t-il, par M. Belin.

Tous ces systèmes, en effet, agissent sur la nature du signal, et c'est évidemment par ce moyen seul qu'on a quelques chances d'obtenir un secret absolu.

Toutefois, il ne semble pas qu'aucun appareil actuellement connu puisse donner une sécurité mathématique, et il n'apparaît pas comme impossible à priori de déchiffrer le message émis. Nous nous proposons de donner ici la description d'un appareil remplissant ce desideratum.

Principe de la solution présentée. — Son principe consiste à utiliser comme plot de travail utile du relais de manipulation soit le plot de travail effectif, soit le plot de repos. Dans ces conditions, le temps de travail utile peut être soit un temps de travail, soit un temps de repos effectif. Cet effet est obtenu en intervertissant les plots du relais commandant le relais de manipulation, et ceci suivant une certaine loi convenue à l'avance. Le signal réellement émis sera donc déformé par ces interversions, et le résultat obtenu sera une suite de signaux sans aucune signification.

A la réception, il suffira d'intervertir les plots du relais récepteur suivant la même loi pour reconstituer le signal utile. Si alors, à un instant donné, le plot de travail utile correspond, par exemple, au plot de repos effectif, à un « blanc » de l'émission correspondra un signal, et à un signal correspondra un blanc. Par conséquent, en prenant comme plot de travail du relais de réception le plot de repos effectif, le courant passera pendant les blancs de l'émission, et sera coupé pendant les signaux. Le signal réel sera donc reconstitué. Si, au contraire, le plot de travail du relais de manipulation correspond au travail effectif, l'émission aura lieu comme dans le cas habituel, et il faudra, pour l'enregistrer, connecter les appareils inscripteurs au plot normal de travail du relais de réception. On voit, en somme, que le système consiste à transmettre soit la manipulation, soit la contre-manipulation, et à modifier, en conséquence, le circuit de l'inscripteur, en reliant celui-ci soit au plot de travail, soit au plot de repos du relais de réception.

Il suffira alors de monter, à l'émission et à la réception, deux inverseurs que l'on pourra faire fonctionner en synchronisme; le signal émis se présentera alors sous la forme de points ou de traits plus ou moins longs et absolument incompréhensibles.

On peut convenir de telle loi d'inversions que l'on veut, et l'on conçoit qu'on puisse la faire varier à l'infini : une solution simple consiste à se servir d'une bande perforée actionnant un transmetteur automatique qui actionne le relais inverseur; les perforations représentent des lettres Morse ordinaires, et sont faites par une machine perforatrice du type courant. Une bande semblable est passée en synchronisme avec la première dans un transmetteur automatique actionnant l'inverseur des plots du relais de réception. De cette façon, les plots de signal effectif se correspondent à chaque instant à l'émission et à la réception.

Le signal à transmettre est aussi constitué par un ensemble de lettres Morse qui sont manipulées par un transmetteur automatique semblable au premier, mais on peut employer tout autre code de signaux, par exemple les codes Breguet, Hughes, Baudot, Belin, etc.

Réalisation. — Le système a été réalisé de la façon suivante :

1° *A l'émission.* — Un premier relais R 1 (fig. 1) est actionné par les signaux Morse correspondant au texte à transmettre, enregistrés sur une bande passant dans le transmetteur automatique T*r* 1.

Un second relais R 2 est actionné par le transmetteur T*r* 2, dans lequel passe une bande perforée portant le texte conventionnel.

Un troisième relais de manipulation R 3, dont le fonctionnement est la résultante des fonctionnements des relais R 1 et R 2, commande le poste émetteur, donnant donc lieu à une émission dont les signaux,

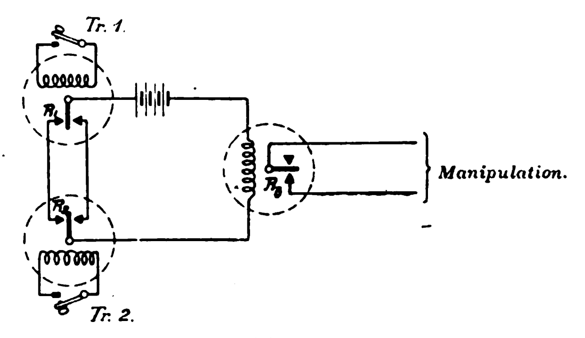


Fig. 1.

absolument incompréhensibles, résultent de la transmission simultanée de la bande de trafic et de la bande conventionnelle.

2° *A la réception.* — Un relais *r* 1 est actionné par les signaux incompréhensibles envoyés par le poste émetteur (fig. 2).

Un relais *r* 2 est actionné par un transmetteur automatique T*r* dans lequel passe une bande identique à la bande conventionnelle du poste émetteur, et qui se déroule en synchronisme avec celle-ci.

Enfin, un relais *r* 3, dont le fonctionnement est la résultante

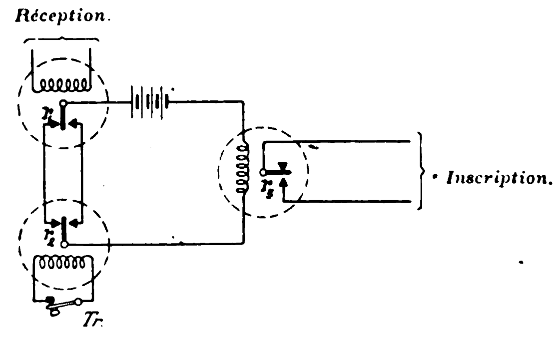


Fig. 2.

des fonctionnements des relais *r* 1 et *r* 2, commande l'appareil inscripteur.

Les signaux incompréhensibles qui actionnent le relais *r* 1 se combinent avec les signaux transmis par le relais *r* 2, pour reconstituer, par le fonctionnement de *r* 3, les signaux de trafic.

Le synchronisme dans le déroulement des bandes conventionnelles aux postes émetteur et récepteur est obtenu au moyen de deux moteurs pour distributeurs Baudot, le premier servant de correcteur, le second étant corrigé par le premier. Nous reviendrons ultérieurement sur les détails du mécanisme synchroniseur.

De l'examen des schémas d'émission et de réception, on peut tirer une théorie du fonctionnement du système, théorie qui nous permettra de juger de la qualité du secret obtenu : on voit que les deux relais R 1 et R 2, de même que les deux relais *r* 1 et *r* 2, occupent des positions symétriques par rapport aux relais R 3 et *r* 3; à l'émission, un changement de position de R 1 ou de R 2 aura le même effet sur R3. On peut donc transmettre indifféremment la bande code ou la bande de trafic sur l'un ou l'autre relais. Le système fonctionne donc comme si l'on ajoutait à l'émission les signaux de trafic et les signaux de code, et que l'on retranche à la réception, de l'ensemble incompréhensible ainsi obtenu, les signaux de code, pour restituer les signaux de trafic.

On peut alors schématiser le fonctionnement du système de la manière suivante :

Supposons que le signal de trafic soit formé de lettres C Q et que la loi d'inversions des contacts consiste simplement à les échanger à intervalles réguliers espacés de la durée d'un point, ce qui correspond à faire fonctionner à vide un des transmetteurs automatiques qui passe alors une série de points, tandis que l'autre passe les lettres C. Q.

Les mouvements des deux transmetteurs sont représentés par les deux premières lignes de la figure 3, la troisième ligne représentant le fonctionnement du relais R 3, et par conséquent le signal émis. Lorsqu'un seul des transmetteurs sera en position de transmission, son relais établira le contact avec le plot de travail, mais l'autre sera en contact avec le plot de repos, et aucun courant ne passera dans le relais R 3. Celui-ci étant avantagé, c'est-à-dire réglé de façon à ne rester en position de travail que lorsqu'il passe un courant dans ses enroulements, restera sur le plot de repos, et aucune émission n'aura lieu.

Lorsque, au contraire, les deux transmetteurs se trouveront simultanément soit en position de travail, soit en position de repos, les deux relais R 1 et R 2 établiront le contact sur des plots se correspondant, et le courant passera dans le relais R 3 qui se mettra en position de travail.

L'émission résultante se présentera alors sous la forme de la troisième ligne de la figure 3.

A la réception, il est facile de se rendre compte du fonctionnement en tous points semblable : le signal reçu et les inversions actionnent les deux relais r 1 et r 2, qui agissent sur r3, comme R 1 et R 2 agissent sur R 3. Le signal inscrit est, comme on peut le voir sur le schéma, identique au signal de trafic actionnant le relais R 1. Ce

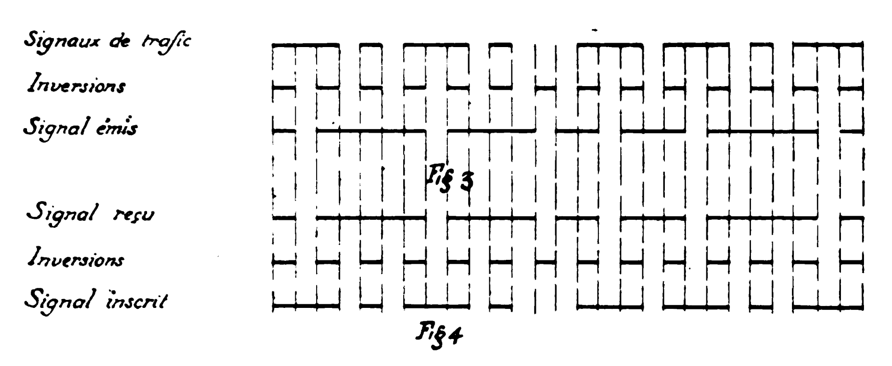


Fig 4

résultat est représenté à la figure 4. Dans ces deux figures, on voit qu il y a un trait à la troisième ligne, c'est-à-dire un signal émis ou inscrit, lorsqu'il y a simultanément un trait ou un blanc aux deux premières; si au contraire, il y a un trait à l'une des deux lignes, et un blanc à l'autre, il y a un blanc à la troisième.

Nature du secret obtenu. — On voit, par l'examen du schéma précédent, que tout changement de position du relais R 3, c'est-à-dire tout changement dans le signal (soit commencement, soit fin de signal), correspond à un changement de position, à une inversion de l'un des deux relais R 1, R 2, et d'un seul, car s'ils changent simultanément de position, les deux inversions s'annulent, et le signal ne change pas.

Donc, au moment d'une inversion, on peut dire que l'un des deux relais R 1, R 2 a changé de position, et comme les relais sont commandés par des transmetteurs automatiques, leur fonctionnement sera très régulier, et les inversions dues à chacun d'eux se produiront à des instants séparés entre eux par des multiples entiers de la durée d'un point. On pourra donc distinguer l'ensemble des inversions du relais d'émission, c'est-à-dire l'ensemble des changements du signal, en deux ensembles partiels : l'un composé d'inversions se produisant aux instants $t^o + nt$, l'autre d'inversions se produisant aux instants $t_1 + nt'$, t^o et t_1 étant les instants d'une inversion quelconque de chacun des deux ensembles, t et t' étant la durée d'un point dans

chacun de ces deux ensembles, et n étant un nombre entier. On voit donc que si on peut faire $t^{o} = t\,1$, et $t = t'$, on ne saura pas discriminer les termes des deux ensembles et, par conséquent, distinguer le signal de code du signal de trafic. Dans ces conditions, le secret sera absolu.

Il est très facile de les réaliser pratiquement : en effet, pour que t soit égal à t', il suffit que les transmetteurs soient calés sur le même arbre, ou sur deux arbres reliés par des engrenages, de façon que leurs vitesses de rotation soient égales; de cette façon, les signaux auront la même durée, on aura bien $t = t'$.

Pour que $t^{o} = t1$, il suffira que les transmetteurs soient calés sur leurs arbres de façon qu'ils soient toujours ensemble au même point de leur course, les inversions se produiront ainsi toujours ensemble, et on aura $t^{o} = t1$.

Moyennant ces deux conditions, faciles à réaliser mécaniquement, le secret, comme on vient de le voir, est absolu, et le message indéchiffrable. Il est bien entendu que si un tiers parvient à s'emparer de la bande code, il pourra le déchiffrer, mais il n'est pas plus difficile de s'emparer du message traduit que de cette bande code, et ceci ne relève plus du dispositif électrique.

Du reste, tout message sans fil, quel que soit le dispositif employé pour obtenir le secret, pourra être capté entre l'émission et la réception, et si un tiers est parvenu à s'emparer de la clef, il lira le message. Aucun système ne peut donc donner une sécurité plus grande que celle qu'on obtient avec le présent dispositif. Nous répétons d'ailleurs que ce secret est de la même qualité que celui qu'on obtient en faisant porter le message par un envoyé spécial, puisque la publicité de la correspondance est subordonnée dans les deux cas à un vol, ou à une indiscrétion, et qu'on ne peut pas, possédant le seul message, en déduire la clef qui a servi à le composer, ce qui est le cas de tous les messages chiffrés, et au moins de la plupart des systèmes de communications secrètes. On peut du reste changer de bande code à volonté, et rendre ainsi presque impossible l'utilisation par un tiers d'une bande dont il se serait emparé.

Correction des irrégularités des transmetteurs. — L'obtention d'un mouvement absolument régulier de la part des transmetteurs automatiques étant, sinon impossible, du moins quelquefois délicat, on peut encore augmenter la régularité de l'émission au moyen de l'artifice suivant :

On laisse prendre aux trois relais R1, R2 et R3, leurs positions

définitives, et on donne alors la ligne à un instant bien déterminé, et ainsi à chaque inversion possible. De cette manière, les commandes se font, non pas sous l'impulsion plus ou moins régulière du relais R 3. mais sous celle, très bien rythmée, du distributeur. On profite de ce que les transmetteurs sont mus par un distributeur Baudot pour utiliser les balais tournants de celui-ci, qui distribuent alors les commandes à des instants parfaitement déterminés. Il est alors nécessaire d'utiliser un quatrième relais, qui est commandé par le relais R 3, à travers la couronne « freins et cadences » du distributeur et les balais correspondants. Ce relais reste à l'indifférence jusqu'à ce que le relais R 3 ait pris sa position définitive; à ce moment, le balai, qui est en retard sur les transmetteurs, établit le contact, et permet au quatrième relais de recevoir l'impulsion du relais R 3, et de prendre sa position de signal. Il y reste ensuite jusqu'à ce qu'un courant de sens contraire dû à un changement de position du relais R 3 vienne le solliciter. C'est ce relais qui commande les inversions du courant dans la ligne, et, à travers celle-ci, le relais de manipulation du poste émetteur.

Ce dispositif présente l'avantage suivant : si les deux transmetteurs ne sont pas parfaitement réglés, et que deux inversions qui devraient normalement se produire en même temps, soient légèrement décalées l'une par rapport à l'autre, le relais sera d'abord sollicité dans un sens, puis dans l'autre, et au lieu de rester toujours dans la même position, lancera un courant bref dans la ligne, ce qui correspondra à une émission de très courte durée : on pourra donc en inférer qu'à cet instant, les deux transmetteurs ont changé de position, et en tirer un indice. Si, alors, au lieu de lancer directement dans la ligne les impulsions du relais R 3, on attend que la petite irrégularité se soit produite, et qu'on ne lance qu'ensuite le courant dans la ligne, ou plutôt dans le relais qui commande cette ligne, l'irrégularité sera sans action sur ce relais. De plus, comme on vient de le voir, les inversions, qu'elles proviennent de l'un ou de l'autre transmetteur, se produiront toujours avec une régularité absolue. On sera alors exactement dans les conditions énoncées plus haut, et l'émission sera parfaitement inviolable.

On voit qu'à partir du quatrième relais, dont nous venons de parler, les impulsions transmises à la ligne sont incompréhensibles. On peut donc composer les signaux dès le Bureau central d'émission, et n'envoyer dans les lignes et les relais du poste émetteur que des impulsions qu'on ne pourra rendre déchiffrables en aucun point du parcours.

De même on peut se contenter de transmettre les signaux sur ligne, et de les déchiffrer à l'arrivée, sans passer par l'intermédiaire de la transmission radioélectrique.

Synchronisme. — Le synchronisme est la partie la plus délicate du dispositif, et nous avons essayé plusieurs autres systèmes avant de nous arrêter à celui dont nous avons déjà parlé : le système Baudot.

C'est en effet celui-ci qui nous a donné les meilleurs résultats, tant au point de vue de la régularité et de la simplicité du fonctionnement, que des facilités de réglage et de l'automaticité du synchronisme.

Son fonctionnement n'étant en général bien connu que des spécialistes, nous nous permettons d'en rappeler quelques détails.

La force motrice est fournie par un poids actionnant des engrenages démultiplicateurs par l'intermédiaire d'une chaîne. Ce poids est remonté automatiquement à fin de course par un dispositif électrique.

Un axe relié aux engrenages moteurs porte un régulateur centrifuge constitué par une masse de bronze coulissant sur deux tiges perpendiculaires à l'axe et rappelée contre cet axe par deux ressorts. Cette masse s'écarte plus ou moins de l'axe sous l'effet de la force centrifuge, et exerce sur lui une traction d'autant plus forte qu'elle en est plus écartée et que la vitesse de rotation est plus grande, suivant la formule bien connue $F = M\omega^2R$.

Le ressort est calculé de façon que, pour une vitesse critique donnée, la position de la masse soit indifférente sur les tiges guides et, par conséquent, une très légère variation de la vitesse de rotation produise, soit un écartement total, si c'est une augmentation, soit un retour total vers l'axe, si c'est une diminution.

Cette traction presse plus ou moins l'axe contre ses coussinets, et détermine donc un freinage proportionnel au carré de la vitesse de rotation, et à l'écartement de la masse par rapport à l'axe.

On voit donc que la force de freinage commence par croître lentement avec la vitesse, puis, pour une vitesse correspondant à l'écartement de la masse, cette force croît brusquement ; la système prendra donc une position d'équilibre autour de cette vitesse. L'isochronisme de la rotation est excellent, d'autant plus que la force du poids moteur est absolument régulière.

Le synchronisme entre les postes émetteur et récepteur est assuré de la façon suivante :

A chaque tour, le poste émetteur, dit poste correcteur, lance dans

la ligne un courant spécial, dit courant de correction. A ce moment, le poste récepteur, dit poste corrigé, est dans une position telle que la ligne soit reliée, à travers les balais du distributeur, à un relais spécial, le relais de correction.

Ce relais fonctionne donc au moment où passe le courant de correction, et lance une impulsion dans un circuit contenant un électro-aimant actionnant le dispositif mécanique de correction, qui a pour effet de décaler l'ensemble des balais d'une certaine fraction de tour par rapport à l'axe moteur, et par conséquent de mettre le poste corrigé en retard sur le poste correcteur.

A chaque courant de correction que le relais correcteur enverra dans l'électro-correcteur, correspond donc un décalage vers le retard du poste récepteur, et si tous les courants de correction agissaient, ce retard atteindrait bientôt une valeur considérable.

Mais les impulsions du relais de correction ne sont transmises à l'électro-correcteur qu'à travers un contact dont la position est réglable, porté par la couronne extérieure du distributeur, qui est appelée pour cette raison « couronne des freins et cadences ». Si donc le poste corrigé est en retard sur le poste correcteur, le balai ne sera pas sur le contact mobile au moment où le relais correcteur enverra son impulsion, l'électro-correcteur ne fonctionnera pas, et comme les deux distributeurs sont réglés de façon que la vitesse du poste corrigé soit très légèrement supérieure à celle du poste correcteur, le premier tendra toujours à prendre une légère avance sur le second, avance qui sera automatiquement compensée par la remise en retard due aux courants de correction.

On voit cependant que dans le système courant il est nécessaire de lancer à chaque tour du distributeur un courant spécial dans la ligne, et nous avons été amenés à modifier le système classique pour supprimer cette nécessité.

Il nous était, en effet, presque impossible de nous embarrasser de courants de correction spéciaux, et, en tout cas, ce procédé était très gênant et compliquait le dispositif. Nous avons donc décidé de supprimer les courants de correction et d'utiliser à leur place les inversions du signal lui-même. On sait, en effet, que ces inversions se produisent toujours lorsque le distributeur du poste émetteur occupe une position déterminée, ou plutôt un ensemble de positions déterminées, qui divisent la circonférence en un nombre pair de parties égales. Par conséquent, pour maintenir le distributeur récepteur en synchronisme avec le premier, il suffira de l'obliger à se trouver dans une certaine position au moment d'une de ces inversions.

Pour créer des courants de correction au moyen des inversions dues au signal, on procède de la manière suivante :

Les deux plots du relais de réception r 1 sont reliés à une des bornes du relais de correction, à travers deux condensateurs de deux microfarads, shuntés par des résistances de 70 000 ohms. L'autre borne du relais de correction est reliée au pôle positif d'une pile d'une quarantaine de volts, dont le pôle négatif est relié à la masse du relais de réception (fig. 5).

De cette façon, au moment où se produit une inversion, un des condensateurs se charge brusquement, produisant un courant de

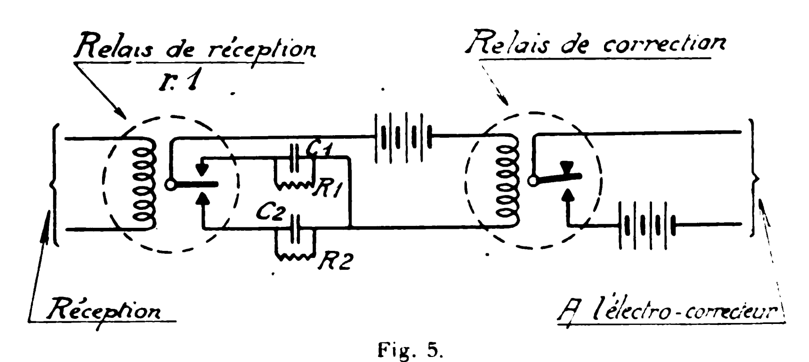


Fig. 5.

faible durée qui actionne le relais de correction. Celui-ci étant avantagé d'un côté, y revient dès que le courant cesse.

Lorsque le relais de réception change de position, le second condensateur se charge, produisant un nouveau courant, pendant que le premier se décharge lentement dans la résistance qui le shunte.

On voit ainsi qu'à chaque inversion correspond un courant de faible durée. Ce procédé est analogue à celui qui est employé dans le système télégraphique Baudot-Picard.

Le relais de correction commande l'électro-correcteur à travers le contact mobile et son balai, comme dans le système Baudot classique, assurant ainsi le passage des courants de correction seulement lorsque le distributeur est suffisamment en avance.

L'expérience a montré que dans toutes les conditions d'émission, le nombre d'inversions était suffisant pour maintenir le synchronisme.

Mise en route et fonctionnement du système. — Pour mettre le système en route, la manœuvre est analogue à celle que l'on effectue dans les transmissions en Baudot ; le poste correcteur étant mis en

marche, les deux transmetteurs fonctionnant à vide lancent une impulsion à chaque demi-tour, ce qui correspond à l'émission d'une suite de points, et les inversions ayant lieu ensemble s'annulent : le relais R 3 reste au repos. On est donc obligé de couper le circuit de l'un des deux transmetteurs pour que R 3 passe une série de points. On met alors en route le poste corrigé, qui rattrape peu à peu le poste correcteur. Le synchronisme s'établit alors comme il a été dit plus haut, et on le constate par le moyen d'un petit voyant en papier relié à l'électro-correcteur, et qui tourne à chaque mouvement de celui-ci, indiquant que la correction se fait normalement. Le poste récepteur passe alors au poste émetteur un signal pour l'avertir que tout est en ordre, ou si la liaison n'est pas bilatérale, le poste émetteur attend un certain temps avant de passer le message.

Avant la mise en route du récepteur, on a placé la bande code dans son transmetteur, dans une position déterminée, et le transmetteur est débrayé. Le poste émetteur place alors sa bande code, et la transmission commence.

Au moment où la bande code de l'émission se trouve dans la même position que celle du récepteur, on embraye le transmetteur qui porte celle-ci; les deux bandes se déroulent en synchronisme, qui se maintient de la façon qu'on a vue. Il ne reste plus qu'à rétablir le circuit du transmetteur de trafic, et à y placer le télégramme à transmettre, l'émission reste secrète tant que la bande code n'est pas à fin de course.

On voit donc que les difficultés d'exploitation du système ne sont guère différentes de celles qu'on rencontre dans l'exploitation du système Baudot, et qu'il ne s'y ajoute que la nécessité d'embrayer la bande code au poste émetteur et récepteur à un instant bien déterminé; ce problème pourrait d'ailleurs être résolu en faisant effectuer la manœuvre par un relais automatique du genre relais sélecteur, qui fonctionnerait sous l'influence d'une combinaison de lettres données, combinaison qu'on placerait en tête de la bande code. La manœuvre serait ainsi absolument identique à celle du système Baudot, manœuvre à laquelle sont rompus les employés destinés à utiliser les appareils.

Premiers essais et résultats obtenus. — L'appareil ainsi réalisé dans les laboratoires de l'Administration des P. T. T. a donné satisfaction; les essais ont porté sur le fonctionnement sur lignes et sans fils.

Les essais sur lignes ont été faits à courte distance, et seulement pour permettre les premiers réglages, mais ils ont démontré que l'on

peut communiquer de cette façon à distance plus grande, et l'on songe à l'utiliser pour des communications internationales, ou pour des lignes traversant des régions suspectes. La sécurité de fonctionnement de l'appareil est ici maxima, puisque la stabilité des circuits est parfaite, et qu'aucun parasite ne vient troubler le fonctionnement.

Les essais sans fil qui ont été ensuite effectués ont vérifié les résultats précédents : les appareils de commande, situés à Paris, manipulaient le poste émetteur U. B. de Villejuif. De cette façon, la commande, comme on l'a vu plus haut, n'est parcourue que par des signaux incompréhensibles, et on ne peut capter le message en aucun point du trajet. On peut évidemment pratiquer de même à la réception, et lancer dans la ligne reliant le poste récepteur au Central télégraphique les courants provenant du relais de réception. Le message n'est ainsi traduit qu'au Central lui-même.

Des essais d'exploitation sur lignes entre Paris et Lyon, Paris et Marseille, Paris et Nice, et sans fils entre Cros-de-Cagnes et Ajaccio sont sur le point d'être entrepris, et les résultats obtenus dans les tentatives dont nous venons de parler permettent d'espérer que les résultats seront les mêmes, le fonctionnement n'étant en effet conditionné que par les possibilités d'enregistrement par relais des signaux reçus.

L'utilisation est donc, en l'état actuel du dispositif, liée aux difficultés d'enregistrement; mais les progrès si rapides accomplis chaque jour dans la science des communications sans fil donnent à penser que ces difficultés seront rapidement résolues, et l'on pourra alors communiquer à toute distance avec autant de sécurité, matérielle et morale, par T. S. F., qu'on le fait actuellement par messager spécial.

Le système ayant été jusqu'ici étudié spécialement en vue des applications radiotélégraphiques, nous avions adopté le code Morse, qu'on emploie le plus souvent pour ce genre de communications; mais, pour les transmissions sur lignes, l'emploi du code Baudot, avec bande code du même système, est prévu.

Nous ne voulons pas terminer cet exposé sans remercier, avec M. le Général Ferrié et M. le Commandant Mesny, qui ont bien voulu, dès le début de nos essais, nous prodiguer de si utiles conseils, l'Administration des Postes et Télégraphes qui a fait tous les essais du système, et mis avec tant de bienveillance à notre disposition, en même temps que le matériel nécessaire, les hautes qualités techniques de son personnel.

J. JAMMET.

Discussion devant la Société des Amis de la T. S. F.

M. Pomey fait remarquer que pendant les intervalles entre les signaux, la bande code est seule transmise. En comparant entre elles plusieurs séries de télégrammes, on retrouvera des périodes. On pourra donc reconstituer la bande code, ce qui détruit le secret du système.

M. Jammet répond qu'on retrouverait ces périodes si on se servait un trop grand nombre de fois de la même bande code, mais il a été bien entendu que cette bande serait fréquemment changée. Comme le fait remarquer M. Beauvais, il suffira de convenir que la bande code sera constituée par le télégramme précédant celui qu'on transmet.

Même sans convention, il ne semble pas que cet inconvénient anéantisse le secret aussi complètement qu'il parait à M. Pomey.

En effet, les intervalles entre les télégrammes ne sont jamais très longs, et lorsqu'on a une bande code qui se déroule, on a intérêt à les réduire encore, par conséquent les intervalles de temps pendant lesquels la bande code sera seule sur le transmetteur seront très courts par rapport au temps total de transmission.

Si donc on se sert plusieurs fois de la même bande, il y a peu de probabilités pour que les intervalles se produisent plusieurs fois de suite au même point de la bande code. On n'en pourra donc lire qu'une très faible portion.

On peut cependant admettre que dans le cas où la bande code est seule sur le transmetteur, une même lettre, se combinant toujours avec les points passés par le transmetteur de trafic fonctionnant à vide, donnera toujours les mêmes signaux et qu'on pourra alors déterminer les points de la bande où elle passe seule, et en les rapportant sur une autre série de télégrammes, en déduire certaines parties des signaux de trafic, quelle que soit la difficulté de ce report. Mais il suffit alors de passer pendant les intervalles de la transmission un morceau de bande quelconque, de façon que le transmetteur de trafic fonctionne toujours. Dans ces conditions, l'émission a toujours lieu avec deux bandes dans les transmetteurs et les signaux restent secrets d'un bout à l'autre. Nous remercions toutefois M. Pomey de cette remarque qui permettra, grâce à ces conventions, d'exploiter le système dans des conditions de sécurité absolument parfaites.

LES RELAIS A ARC

Par E. FROMY

Ingénieur à l'E. C. M. R.

SOMMAIRE. — Les tubes à atmosphère raréfiée, et en particulier les ampoules à vapeur de mercure, sont maintenant d'un usage courant pour la transformation du courant alternatif en courant continu. Ils jouent alors le rôle de valve et se comportent comme des diodes de grande puissance.

Il est possible par l'adjonction d'électrodes de contrôle supplémentaires, grille intérieure ou gaine extérieure, de transformer en relais les tubes à gaz, de même que l'on a pu réaliser le merveilleux relais qui est la lampe à trois électrodes en ajoutant une grille à la diode électronique.

Néanmoins, il y a des différences très profondes entre ces deux types de relais, tant au point de vue du principe que du mode d'emploi, résultant du fait que dans l'audion ordinaire le courant est transporté par des électrons, alors que dans le tube à gaz il est transporté par des ions.

L'étude qui suit a pour but de décrire le principe et le fonctionnement des nouveaux relais et de déterminer les limites d'utilisation dans leur état actuel.

I. — INTRODUCTION

Les tubes à atmosphère raréfiée ne sont pas des nouveautés et depuis longtemps déjà on les utilise dans l'industrie pour la transformation des courants alternatifs en courants continus.

Mais depuis quelques années, il semble qu'une voie nouvelle et des plus intéressantes s'ouvre devant eux et qu'il soit possible de réaliser avec ces appareils des relais rapides et puissants sans inertie ni pièces mécaniques susceptibles d'usure.

Les applications de ces relais pourraient s'étendre à toutes les branches de l'industrie et en particulier aux besoins de la radioélectricité où certainement ils pourront un jour remplacer les relais mécaniques actuellement utilisés.

II. — PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES D'UN TUBE A ATMOSPHÈRE RARÉFIÉE

Avant d'aborder la description et l'étude des nouveaux relais, nous allons passer en revue rapidement les principes fondamentaux qui régissent les décharges ionisantes dans une atmosphère raréfiée et qui sont à la base de leur fonctionnement.

(¹) Communication faite à la réunion de la S. A. T. S. F. du 17 mars 1926.

Nous prendrons comme point de départ le tube à vide classique sous la forme la plus simple : la diode.

Ce remarquable appareil comprend essentiellement une source d'électrons, constituée par un filament chauffé au rouge, et une plaque destinée à recueillir ces électrons. Le tout est contenu dans une ampoule dans laquelle on réalise un vide aussi parfait que possible.

Une source E_1 (fig. 1) chauffe le filament; une autre source E_2

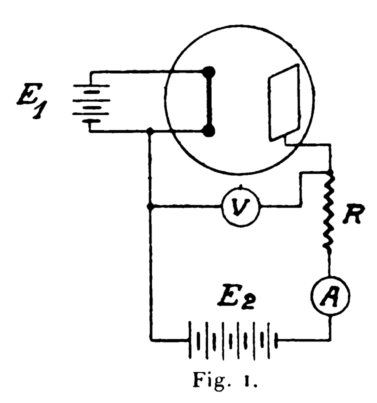


Fig. 1.

alimente le circuit de la plaque à travers une résistance d'utilisation R et un ampèremètre A qui permet de contrôler le courant.

Il n'est pas besoin d'insister sur le fonctionnement d'une diode qui est connu de tous et il nous suffira de remarquer que la vitesse des électrons dans leur course du filament à la plaque est une fonction croissante de la tension de plaque. En particulier la vitesse avec laquelle ils arrivent sur l'anode portée à un potentiel $+ V$ est : $v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$ en désignant par e et m la charge et la masse de l'électron.

Supposons maintenant que sans rien changer au dispositif expérimental schématisé figure 1, on introduise dans l'ampoule une trace de gaz sous une pression faible et telle que la distance moyenne entre les molécules gazeuses soit suffisamment grande pour que les électrons puissent se mouvoir assez librement.

Les électrons échappés du filament et attirés par la plaque sont gênés dans leur course et viennent heurter les molécules qui se trouvent sur leur chemin. Tant que leur vitesse est faible, ils sont simplement déviés mais finissent toujours par arriver à la plaque comme s'il n'y avait pas de gaz.

Au contraire, dès que leur vitesse atteint et dépasse une certaine valeur critique, caractéristique du gaz et variable avec lui, le choc des

électrons libres est suffisant pour arracher des atomes du gaz un ou plusieurs électrons périphériques qui sont à leur tour attirés par la plaque et peuvent provoquer la dissociation des atomes voisins et ainsi de suite.

L'atome privé d'un ou plusieurs électrons se charge positivement et devient un ion positif; les électrons libres ou arrachés aux atomes peuvent être absorbés par des atomes neutres qui deviennent des ions négatifs. Une fois amorcé, le mouvement se transmet rapidement de proche en proche à tous les atomes du gaz, la source d'électrons n'étant plus réduite au seul filament qui n'a plus qu'un rôle d'amorce, mais étant constituée par tous les atomes du gaz contenu dans le tube. L'ampoule n'est donc plus remplie d'un gaz neutre, mais contient un très grand nombre d'ions des deux signes.

Ces ions, placés dans le champ de l'anode, se déplacent; les ions positifs vont vers le filament, les ions négatifs vers la plaque et ils sont neutralisés au contact de ces électrodes.

Le courant se trouve ainsi transporté dans l'ampoule par les ions et non plus par les électrons échappés du filament, d'où le nom de décharge ionisante donnée à ce phénomène.

L'arc s'amorce dès que les électrons issus du filament atteignent une vitesse suffisante, c'est-à-dire, d'après la remarque ci-dessus, dès que la tension de plaque atteint une certaine valeur critique dite tension d'ionisation du gaz.

Dès que l'ionisation se produit, le courant passe des valeurs très faibles qu'il possédait dans le fonctionnement électronique pur, à des valeurs qui peuvent être considérables, car le nombre d'ions est pratiquement illimité. L'ampèremètre A dévie fortement.

En outre, si on place un voltmètre V entre le filament et la plaque afin de mesurer la chute de tension dans l'arc, on constate qu'elle varie peu avec le débit et peut être regardée comme la somme de deux termes :

1° Un terme constant U, qui correspond à la chute de tension aux électrodes, égal à la tension d'ionisation, et analogue à une force contre-électromotrice.

2° Un terme fonction du courant, correspondant à la chute de tension le long de la colonne gazeuse et analogue à une chute ohmique. Ce terme est de la forme r I où r est un coefficient homogène à une résistance.

La chute de tension dans l'arc est donc de la forme :

$$C = U + rI.$$

***

Enfin, il est évident que si la tension de la plaque devient inférieure à celle du filament, le courant s'annule, puisque le courant électro-

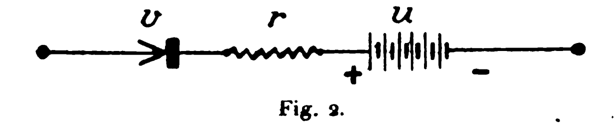


Fig. 2.

nique initial étant nul, aucune ionisation ne peut s'amorcer, tout au moins tant que la tension d'anode ne devient pas trop grande en valeur absolue.

Il résulte de cette courte analyse que, au point de vue de son action sur le circuit où il est branché, un tube à atmosphère raréfiée est équivalent à l'ensemble schématisé figure 2 et comprenant en série :

1° Une valve V.

2° Une force électromotrice continue U, de signe contraire au courant qui traverse la valve.

3° Une résistance r.

Cette image peut être très commode en pratique pour mettre en équation un circuit comprenant un tube à gaz et pour discuter son fonctionnement.

En l'appliquant au cas de la figure 1, on voit que :

1° Le courant est nul si la force électromotrice E_2 est de signe contraire au sens de passage de la valve, c'est-à-dire si le potentiel de la plaque est inférieur à celui du filament.

2° Si la force électromotrice est positive, l'amorçage de l'arc ne se produit pas tant qu'elle reste inférieure à la force contre-électromotrice U. Le fonctionnement du tube est alors purement électronique et comparable à celui d'une diode ordinaire.

3° Dès que la force électromotrice d'alimentation devient supérieure à U, l'arc s'amorce et le courant dans le circuit est donné par la relation :

$$I = \frac{E_2 - U}{R + r}$$

Bien souvent, surtout dans le cas des tubes à vapeur de mercure, la résistance interne r est faible; il en résulte que le courant n'est pratiquement limité que par la résistance d'utilisation R et que, si on branche le tube sur un réseau de force électromotrice supérieure à U, on réalise un véritable court-circuit.

Supposons maintenant que l'on remplace la source continue par

une force électromotrice alternative d'amplitude supérieure à la tension d'ionisation du gaz.

Traçons en 1 (fig. 3) la courbe de la force électromotrice d'alimenta-

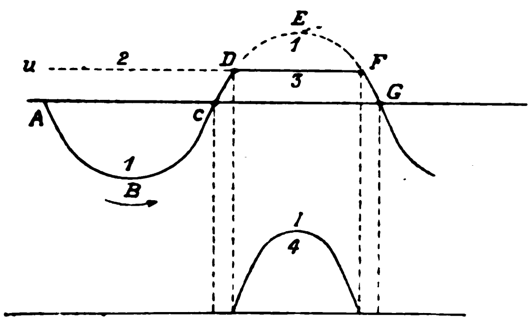


Fig. 3.

tion que nous supposerons sinusoïdale, et en 2 une horizontale d'ordonnée égale à la tension d'ionisation U.

Imaginons que le point figuratif se déplace sur la courbe 1 dans le sens de la flèche.

Dans la région A B C, la force électromotrice est négative, donc le courant est nul et la tension d'anode égale à celle du réseau d'alimentation.

Dans la région C D, la force électromotrice est positive mais inférieure à la tension U ; l'arc ne s'amorce pas et le courant se réduit au courant électronique pur, il est pratiquement nul. La tension d'anode est encore égale à celle du réseau.

A partir de D, l'arc s'amorce et la tension d'anode reste sensiblement égale à U (à la chute ohmique r I près). Simultanément le courant prend naissance et a pour valeur à chaque instant : $i = \frac{e - U}{R + r}$ où e représente la valeur instantanée de la force électromotrice d'alimentation.

Par conséquent, la tension d'anode est représentée par la courbe 3 et le courant par la courbe 4.

En F, la force électromotrice tombe en dessous de U et l'arc s'éteint.

Les phénomènes se reproduisent identiques à eux-mêmes à chaque période, d'où les propriétés redresseuses des tubes à atmosphère raréfiée, couramment utilisés aujourd'hui pour la conversion du courant alternatif en courant continu.

La lampe Tungar en est un exemple.

III. — LAMPE A VAPEUR DE MERCURE

De tous les redresseurs à gaz, le plus utilisé dans la pratique industrielle est le tube à vapeur de mercure qui permet de redresser des courants plus importants.

C'est aussi celui avec lequel on a réalisé tout d'abord les relais à arcs que nous étudions; aussi allons-nous en examiner rapidement les principales caractéristiques.

En principe, une lampe à vapeur de mercure comprend un ballon B (fig. 4) surmonté d'une tubulure T dans laquelle se trouve l'anode A.

La cathode est constituée par une cuvette pleine de mercure C.

L'ampoule est complètement privée d'air et se trouve remplie

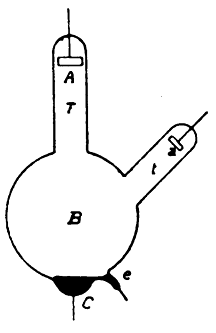


Fig. 4.

uniquement de vapeur de mercure sous une pression de quelques millimètres de mercure en moyenne, en fonctionnement normal.

Le filament est supprimé et remplacé par un arc auxiliaire, dit arc d'entretien, que l'on fait jaillir en permanence entre la cathode de mercure et une ou plusieurs anodes auxiliaires « a », de façon à créer au voisinage de la cuvette de mercure une source d'ionisation permanente. L'arc auxiliaire est lui-même amorcé par une étincelle que l'on fait jaillir entre la cuvette de mercure C et une électrode auxiliaire « e ».

Le fonctionnement du tube à vapeur de mercure est identique à celui des autres tubes à gaz quelconques. Il est caractérisé par une très faible valeur de la résistance intérieure r, en sorte que l'on peut regarder la chute de tension dans l'arc comme pratiquement constante quel que soit le débit. En réalité, elle aurait plutôt tendance à baisser quand le courant augmente, ce qui donnerait à r une valeur négative.

IV. — LES RELAIS A ARC

D'après ce qui précède, on voit qu'un tube à gaz se comporte comme une diode de grande puissance. Serait-il possible de le transformer, par l'adjonction d'une troisième électrode, en un relais puissant comme on a transformé la diode, par l'adjonction de la grille, en ce merveilleux relais qu'est la lampe triode?

Cette idée a préoccupé depuis quelques années déjà l'esprit des chercheurs et, dès 1922, M. M. Leblanc présentait un relais à arc muni d'une grille intérieure. Deux ans plus tard, MM. Dunoyer et Toulon réalisaient un relais analogue commandé par une gaine extérieure.

Nous allons donc examiner maintenant l'action de ces électrodes

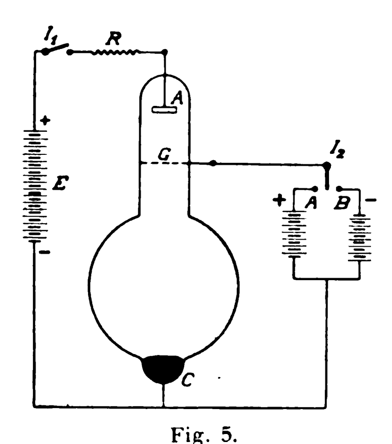


Fig. 5.

supplémentaires sur le fonctionnement de l'arc en nous inspirant des conclusions du second paragraphe qui peuvent se résumer comme suit :

1° Tant que l'arc n'est pas allumé, le tube se comporte comme une triode électronique ordinaire.

2° Dès que l'arc s'amorce, la colonne gazeuse se trouve ionisée, le tube se remplit d'ions des deux signes qui transportent le courant. L'arc se comporte dans le circuit où on l'a inséré comme l'ensemble schématisé figure 2.

V. — RELAIS A GRILLE INTÉRIEURE

Imaginons avec M. M. Leblanc que nous placions sur le trajet de l'arc, dans la tubulure principale, une électrode auxiliaire G en

forme de grille ou de disque percé de trous et réalisons le montage de la figure 5.

L'anode principale est alimentée par une source de courant continu E à travers une résistance d'utilisation R et un interrupteur I_1. La grille est reliée à un inverseur I_2 qui permet de la porter à un potentiel positif (plot A) ou à un potentiel négatif (plot B) par rapport à celui de la cathode C.

Il va être facile de déduire des considérations précédentes les principales propriétés de la grille et de les mettre en évidence par des expériences simples.

Tout d'abord, tant que l'arc n'est pas allumé, le tube se comporte comme une lampe électronique; il en résulte que l'allumage de l'arc doit dépendre de la tension de la grille.

Ouvrons l'interrupteur I_1 un temps suffisant pour permettre la neutralisation de la vapeur de mercure; rendons la grille négative en plaçant l'inverseur I_2 sur le plot B, puis fermons à nouveau I_1. Le tube se comporte comme une triode ordinaire, la grille négative repousse les électrons issus de la cathode et les empêche d'atteindre la plaque. Aucun courant ne s'établit et, par conséquent, aucune ionisation ne peut se produire. L'arc ne s'amorce pas et il en est ainsi tant que la grille reste négative. Si on la rend positive en plaçant l'inverseur sur le plot A, le courant électronique s'établit comme dans une triode ordinaire et amorce l'ionisation; l'arc s'allume.

A partir du moment où l'arc est allumé, la grille n'a plus d'effet, car le régime du tube est très différent. Le courant est porté par les ions qui remplissent toute l'ampoule; la grille s'entoure d'ions très nombreux, de signes contraires, qui annulent son action et sont en partie neutralisés lorsqu'ils viennent au contact de la grille. Il en résulte des courants importants dans le circuit de l'électrode de contrôle qui donnent lieu à de véritables courts-circuits avec l'anode principale et on est obligé de placer dans le circuit de grille une résistance de protection élevée; cette résistance ne perturbe pas le fonctionnement électronique du tube puisque à ce moment le courant est pratiquement nul.

Si on fait varier d'une façon continue la tension de grille d'une valeur négative à une valeur positive, l'arc s'amorce lorsque le champ accélérateur résultant des actions de l'anode et de la grille a une valeur telle que les électrons atteignent la vitesse critique d'ionisation. La tension limite d'allumage de la grille est donc fonction des caractéristiques du tube et de la tension d'anode; elle peut être positive ou négative, mais reste voisine de la tension de la cathode.

En résumé, une grille intérieure dans un tube à vapeur de mercure

permet seulement le contrôle de l'allumage de l'arc; une fois l'arc établi, elle n'a plus d'effet et ne permet pas par conséquent de l'éteindre.

Si l'arc est alimenté par une source de courant continu E (fig. 5), la grille ne peut donc pas être d'une grande utilité.

Effet relais. — Il en est tout autrement si on remplace la source continue E par une source de courant alternatif. Dans ce cas, en effet, le tube se comporte en redresseur; il y a allumage de l'arc à chaque alternance positive et extinction à chaque alternance négative. Le fonctionnement du tube est alors un perpétuel ré-allumage sur lequel la grille conserve toute son action. En la rendant négative, on peut empêcher ces allumages, donc, en fait, couper l'arc; on le rallume, au contraire, en portant la grille à un potentiel positif.

La manœuvre peut être faite en remplaçant l'inverseur I_2 par un manipulateur, un collecteur tournant ou tout autre organe approprié, et il devient possible, en alimentant le tube sous tension alternative, de commander, à partir d'une énergie relativement très faible, un courant de puissance quelconque, donc de constituer un véritable relais à grande puissance, sans inertie et sans pièce mécanique.

Le retard à l'asservissement de l'arc est inférieur à une demi-période du courant d'alimentation, soit inférieur à $\frac{1}{100^e}$ de seconde pour un réseau industriel à 50° et on peut le diminuer encore en augmentant la fréquence. Une qualité intéressante de ce type de relais est donc d'être très rapide.

Effet amplificateur. — Nous avons supposé jusqu'ici que la grille était portée à une tension quelconque continue, positive ou négative. Mais on peut aussi l'alimenter par une source de courant alternatif.

Imaginons qu'on utilise une source de même fréquence que celle de la tension d'alimentation et de phase réglable.

Lorsque la tension de grille est en phase avec la tension d'anode, la grille devient positive en même temps que l'anode et tout se passe comme si la grille était portée à un potentiel continu positif. L'arc s'allume normalement.

Lorsque la tension de grille est en opposition de phase avec la tension d'anode, tout se passe comme si la grille était portée à un potentiel continu négatif puisque, à chaque alternance positive de l'anode, la grille est négative. L'arc ne s'allume pas.

Pour examiner ce qui se passe entre ces deux extrêmes, c'est-à-dire

pour un déphasage quelconque compris entre o et π, traçons (fig. 6) comme nous l'avons déjà fait :

En 1 la courbe de la tension d'alimentation.

En 2 une droite d'ordonnée égale à la tension d'ionisation U.

En 3 la courbe de la tension de gaine supposée déphasée en avant sur la tension d'anode, et imaginons que le point de fonctionnement décrive la courbe 1 dans le sens de la flèche.

Dans la région A B C, l'anode est négative, donc l'arc ne peut s'allu-

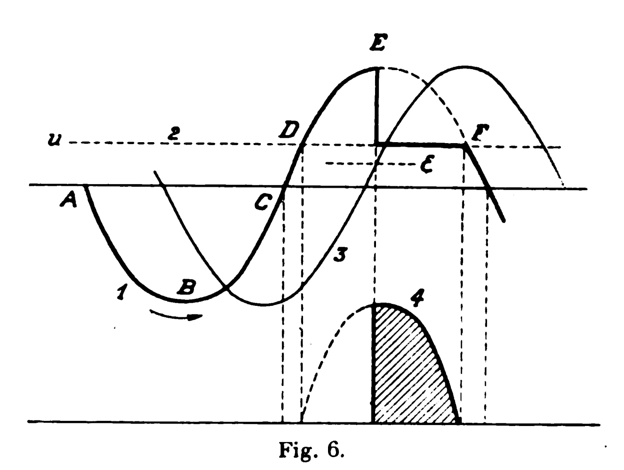


Fig. 6.

mer. Le courant est nul et la tension d'anode est égale à celle du réseau.

Dans la région C D, l'anode est positive mais sa tension est inférieure à U; tout se passe comme dans la région précédente.

A partir de D la tension d'alimentation étant positive et supérieure à U, l'arc pourrait s'allumer; mais il en est empêché car la grille est négative. Le courant reste donc nul et la tension d'anode égale à celle du réseau jusqu'au point E pour lequel la tension de gaine atteint la valeur critique ε d'allumage, valeur qui est d'ailleurs fonction de la valeur de la tension d'anode au même moment.

L'arc s'allume donc en E, la tension d'anode tombe alors brusquement de la valeur e à la valeur U, tandis que le courant prend la valeur $i = \frac{e - U}{R + r}$ où e représente la valeur de la force électromotrice d'alimentation au point E.

A partir de ce moment le tube se comporte à la façon habituelle et le courant s'éteint au point F pour lequel la tension du réseau tombe au-dessous de U.

Le même phénomène se reproduit à chaque alternance positive.

On voit alors que l'effet de la grille se traduit par un retard à l'allumage de l'arc, fonction du déphasage de la tension de grille sur la tension du réseau. Simultanément il provoque un tronquage de la courbe de courant, courbe 4, qui se trouve réduite à la zone hachurée, et l'apparition d'une dent dans la courbe de la tension d'anode.

Le courant moyen, débité par l'arc, et proportionnel à l'aire de la courbe de courant (aire hachurée) varie donc avec la phase de la tension de grille. Il est maximum lorsque la tension de grille et la tension d'anode sont en phase, et diminue progressivement à mesure que l'on fait croître en avant le déphasage de la grille. Il est nul lorsque le déphasage atteint une demi-période.

Si on décale la grille en arrière, le phénomène n'est pas symétrique, car la grille étant toujours positive au moment où l'anode le devient, l'arc s'allume normalement en D pour s'éteindre en F bien que la tension de grille soit devenue négative entre temps. Le courant conserve sa valeur maxima.

Le fonctionnement du tube dans ces conditions est alors très différent de celui du premier montage. Tout à l'heure la grille agissait par tout ou rien, comme dans un relais mécanique; ici, au contraire, le courant moyen débité par l'arc varie d'une façon continue en fonction du paramètre indépendant, en l'espèce la phase de la tension de grille.

Le tube se comporte d'une façon comparable à la triode classique dans laquelle le courant de plaque varie d'une façon continue avec la tension de grille. Ce n'est plus un relais au sens mécanique du mot, mais un amplificateur.

Il va de soi que l'analogie est très grossière et toute extérieure, car les phénomènes mis en jeu sont très différents.

Si la fréquence de la tension de gaine était différente de celle du réseau d'alimentation, mais voisine, on ferait apparaître des battements et la fréquence des pulsations du courant moyen serait égale à la différence des fréquences des tensions du réseau et de la grille.

Ce mode d'action de la grille ne paraît pas avoir été envisagé par M. M. Leblanc dans ses publications et l'idée semble en revenir à MM. Dunoyer et Toulon comme nous le verrons plus loin dans l'étude des relais à gaine. Nous en avons fait la description ici dans le double but de mettre en évidence les liens qui unissent ces deux sortes de relais et de simplifier l'exposé qui est plus aisé pour un tube à grille intérieure.

****

VI. — RELAIS A GAINE EXTÉRIEURE

Dans le second procédé, dû à MM. Dunoyer et Toulon, la grille intérieure est remplacée par une gaine extérieure O_1 (fig. 7) constituée par une feuille, une toile ou un fil métallique, disposée extérieurement autour de la tubulure T et en une région convenable que l'expérience a montrée être au voisinage de l'anode.

Cette disposition est avantageuse au point de vue pratique, car la gaine peut être rapportée après construction sur n'importe quel tube sans nécessiter de constructions spéciales toujours délicates.

Imaginons que, avec ce nouveau tube, nous réalisions un montage (fig. 7) analogue à celui de la figure 5 et cherchons comment va se comporter la gaine.

A priori, on observe une différence fondamentale entre la grille de M. Leblanc et la gaine de MM. Dunoyer et Toulon. Cette différence

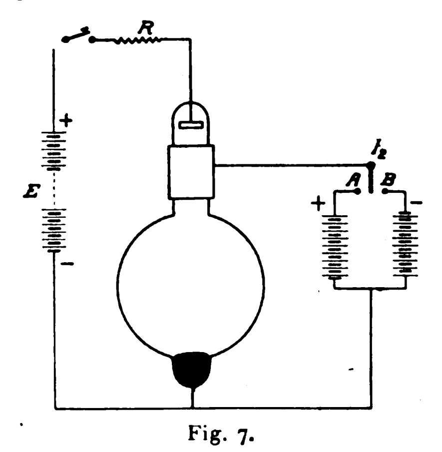


Fig. 7.

réside dans ce fait que la grille, mise dans le tube, est en contact avec les ions, tandis que la gaine extérieure en est isolée par le verre.

Aucun courant continu ne peut donc passer dans le circuit de gaine. Lorsqu'on porte l'électrode de contrôle à une tension quelconque, positive ou négative, les ions de signes contraires contenus dans la vapeur viennent se coller sur le verre et neutralisent peu à peu son action.

Les ions ainsi attirés restent sur le verre tant que la gaine est sous tension; il en résulte une grande différence entre les modes d'action de la grille et de la gaine. Pour la mettre en évidence, reprenons les essais effectués plus haut.

Tout d'abord, ouvrons l'interrupteur principal I_1, portons la gaine

à un potentiel négatif en plaçant l'inverseur I_2 en B, puis refermons I_1.

Au début, le fonctionnement du tube est purement électronique et la gaine, comme la grille intérieure, empêche les électrons issus de la cathode d'aller vers la plaque; l'ionisation ne peut donc s'amorcer. Mais la vapeur de mercure n'est jamais complètement neutralisée et peu à peu la gaine attire à elle les ions positifs épars qui viennent se coller contre le verre et annulent progressivement son action. Ils ne peuvent être neutralisés comme dans le cas de la grille intérieure à cause de la présence du verre.

Il en résulte que, au bout d'un certain temps, fonction des conditions d'expériences, l'effet de la gaine est complètement annihilé et l'arc s'amorce comme si elle n'existait pas. Ainsi donc, la gaine n'empêche pas l'allumage, elle ne fait que provoquer un retard plus ou moins grand. Il est évident en outre que, une fois l'ionisation amorcée, elle n'a pas plus d'action que la grille intérieure et ne permet pas d'éteindre l'arc.

Cela étant, continuons notre expérience en coupant le circuit extérieur par l'interrupteur I, de façon à éteindre l'arc et en laissant la gaine négative; puis remettons l'anode sous tension. L'arc se rallume immédiatement puisque, la gaine étant restée à potentiel fixe, les ions positifs collés au verre n'ont pas été neutralisés et annulent toujours son effet.

Par conséquent si on alimente le tube par une source de courant alternatif, la gaine étant maintenue à tension négative constante, l'arc s'allume comme s'il n'y avait pas d'électrode auxiliaire, contrairement à ce qu'on avait obtenu avec une grille intérieure.

Pour que la gaine reprenne son effet, il faut qu'elle soit déchargée pendant l'alternance négative de la tension d'anode. Un moyen simple consiste à l'alimenter, non sous tension constante, mais sous tension alternative synchrone de celle de l'anode et en opposition de phase. Dans ces conditions, les ions positifs qui avaient été attirés sur le verre en face de la gaine pendant l'alternance positive, sont chassés pendant l'alternance négative et l'action de gaine se manifeste à nouveau au début de l'alternance positive suivante et ainsi de suite.

Nous savons maintenant que cette action se réduit à un retard à l'allumage de l'arc, fonction, toutes choses égales par ailleurs, de l'amplitude de la tension de gaine. Si le retard est trop grand, l'arc ne peut plus s'allumer pendant la durée d'une alternance positive et le tube reste éteint.

Il se rallume si on diminue suffisamment l'amplitude de la tension de gaine ou si on inverse sa phase.

Le résultat pratique est le même que celui que l'on avait obtenu avec la grille intérieure. Il y a exception seulement pour la valeur des courants qui prennent naissance dans le circuit de l'électrode de contrôle; importants dans le cas de la grille intérieure, ils deviennent excessivement faibles dans celui de la gaine, car ils se réduisent aux courants de charge de la capacité constituée par la gaine et la vapeur de mercure. Ils sont inférieurs au milliampère pour les fréquences industrielles.

Effet relais. — Un montage simple pour utiliser les propriétés que nous venons d'établir a été indiqué par les auteurs.

La source d'énergie, constituée par un secteur alternatif, débite dans un transformateur T (fig. 8) possédant deux enroulements secon-

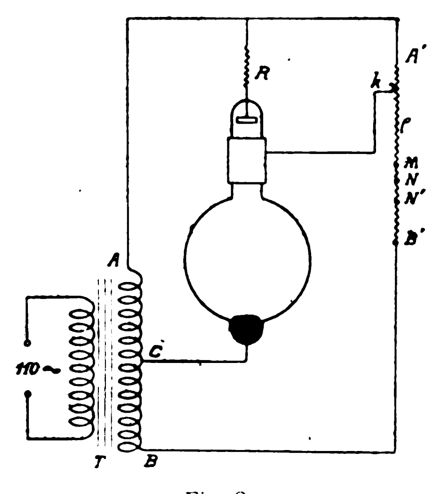


Fig. 8.

daires. Ces deux enroulements ont un point commun C, relié à la cathode, et sont enroulés de telle sorte que les points extrêmes A et B soient en opposition de phase.

L'un des enroulements A C alimente le tube en série avec une résistance d'utilisation R.

Entre les points A et B en opposition de phase, on branche une grande résistance potentiométrique ρ sur laquelle se déplace un curseur *k* relié à la gaine.

Lorsque le curseur est en A′, la tension de gaine est en phase avec celle de l'anode et à même amplitude; lorsqu'il est en B′, elle est en opposition de phase. En outre, il existe sur la résistance ρ un cer-

tain point M, équipotentiel de la cathode; si on place le curseur en ce point, le potentiel de la gaine est nul.

Pour des positions intermédiaires, la tension de gaine peut prendre une valeur quelconque, en phase avec la tension d'anode (région A′ M) ou en opposition de phase (région B′M).

Dès lors le fonctionnement du tube s'interprète aisément. Si le curseur est en A′, la gaine a son effet maximum qui s'ajoute à celui de l'anode pour favoriser l'amorçage et le tube se comporte comme un redresseur ordinaire. Les courbes de la tension d'anode et de courant sont celles de la figure 3.

Déplaçons le curseur sur la résistance ρ de A′ vers M. L'action accélératrice de la gaine diminue, mais subsiste tant que le curseur n'est pas arrivé en M, et le tube se comporte à peu près de la même façon.

Lorsque le curseur arrive au point M et le dépasse, la tension de gaine s'annule et change de phase. L'effet de gaine s'oppose à l'ionisation et provoque un retard à l'allumage de l'arc qui va en croissant à mesure que l'amplitude de la tension de gaine augmente, c'est-à-dire que le curseur se déplace vers le point B′.

Suivons sur les courbes l'effet de ce retard; à cet effet, traçons comme nous l'avons déjà fait une courbe 1 (fig. 9) représentant la ten-

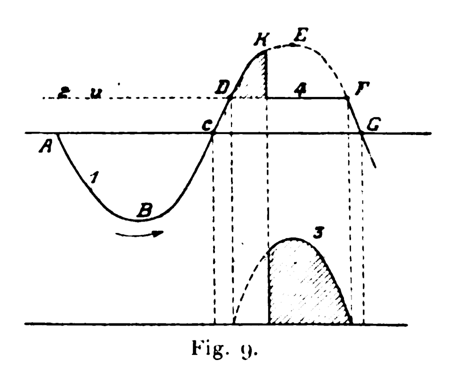


Fig. 9.

sion d'alimentation du tube et une horizontale 2 d'ordonnée égale à la chute de tension dans l'arc, et imaginons que le point de fonctionnement se déplace sur la courbe 1 dans le sens de la flèche.

Dans la région A B C, la tension d'anode est négative, il n'y a pas d'ionisation et l'arc ne peut s'allumer.

Entre C et D, la tension d'anode est positive, mais inférieure à U et le tube reste éteint. A partir de D l'arc peut s'allumer, si à ce moment l'ionisation a eu le temps de se propager dans tout le tube, ce

qui a lieu sensiblement en pratique tant que la gaine est en phase avec l'anode. On a alors un fonctionnement normal du tube correspondant aux courbes de la figure 3.

Si, au contraire, la gaine s'oppose à l'action de l'anode et provoque un retard appréciable de l'ionisation, l'arc ne s'allume plus en D, mais en un certain point K d'autant plus éloigné de D que le retard à l'allumage est plus grand.

Par conséquent, dans la région D K le courant reste nul et la tension d'anode égale à celle du réseau. En K l'arc s'amorce; la tension d'anode tombe alors brusquement à la valeur U, tandis que le courant prend la valeur $i = \frac{e_k - U}{R + r}$ en désignant par e_k la force électromotrice d'alimentation correspondant à l'instant K.

A partir de ce moment, le fonctionnement de l'arc est identique au fonctionnement normal. Les courbes du courant et de la tension d'anode prennent alors les formes des courbes 3 et 4 de la figure 9. Le retard à l'allumage a pour effet de faire apparaître une pointe hachurée dans la courbe de la tension d'anode et de tronquer celle du courant qui se réduit à la zone hachurée.

Les mêmes phénomènes se reproduisent à chaque alternance positive. Il en résulte qu'à partir d'une certaine position du curseur, voisine du point M, le courant redressé moyen, débité par l'arc et proportionnel à l'aire de la courbe de courant, diminue, d'abord lentement, puis rapidement à mesure que le curseur se rapproche d'un certain point N pour lequel le retard à l'allumage est voisin de un quart de période.

Pour cette position du curseur, le point K est venu en E et le courant moyen redressé est égal à la moitié de sa valeur normale. Si l'ionisation n'est pas complète au bout d'un quart de période, et pour des raisons complexes qu'il serait trop long d'analyser ici, l'arc ne peut plus s'allumer, en sorte que si l'on pousse le curseur au delà de N, l'arc s'éteint brusquement.

Le point N correspond donc à une position critique du curseur et, en le déplaçant de part et d'autre de cette position, on peut provoquer l'allumage ou l'extinction de l'arc, donc fermer ou ouvrir le circuit du tube.

La sensibilité du dispositif est caractérisée par l'écart M N entre les deux positions extrêmes du curseur qui donnent l'allumage franc et l'extinction complète. En pratique ces deux points sont très voisins, car la décroissance du courant moyen est très rapide; la gaine agit par « tout ou rien » à la façon d'un robinet.

Ce mode d'emploi permet de réaliser avec le tube l'équivalent d'un relais mécanique possédant un seuil de fonctionnement, caractérisé par l'écart M N du curseur, et susceptible de commander un courant de puissance quelconque, limitée seulement par l'échauffement des conducteurs.

Nous avons supposé, pour simplifier l'exposé, que la commande de l'arc était réalisée en déplaçant un curseur sur un potentiomètre.

En pratique il est préférable de constituer le potentiomètre par deux résistances dont le point commun est relié à la gaine.

L'une d'elles, est fixe et l'autre variable; elle peut être constituée par exemple par une lampe à trois électrodes ordinaires montées comme

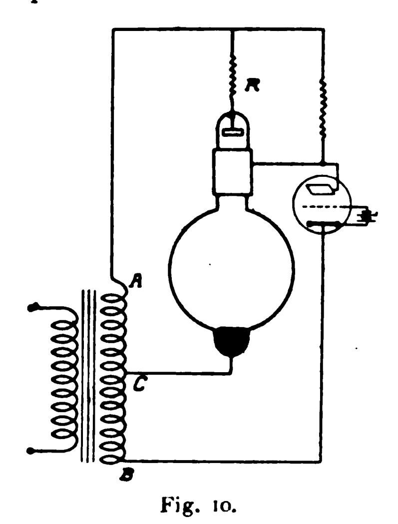


Fig. 10.

l'indique la figure 10. En faisant varier la tension de la grille de cette lampe, on fait varier sa résistance et par suite l'amplitude de la tension de gaine, ce qui est équivalent au déplacement du curseur. Une variation d'une dizaine de volts suffit à provoquer le changement de régime du tube.

Enfin, rien n'oblige à réaliser le potentiomètre avec des résistances et on peut utiliser deux impédances quelconques, l'une fixe et l'autre variable. En particulier, MM. Dunoyer et Toulon ont réalisé de fort belles expériences en utilisant deux capacités qui peuvent être très faibles (une fraction de millimicrofarad).

Effet amplificateur. — On peut encore ici, comme dans le cas de la grille intérieure, provoquer une variation continue du courant moyen débité par l'ampoule en agissant sur la phase de la tension de gaine.

Mais le phénomène semble ici beaucoup plus complexe et l'analyse en est plus délicate.

Nous avons vu, en effet, que la valeur absolue de la tension de gaine n'avait aucun effet sur son action à cause des ions de signes contraires qui viennent se coller contre le verre. Elle n'agit donc que si sa tension varie et d'autant plus énergiquement que la rapidité de croissance de la tension est plus grande devant la rapidité d'accumulation des ions antagonistes.

L'effet de gaine est alors une fonction complexe de facteurs assez difficiles à définir, entre autres la quantité d'ions contenus dans la vapeur de mercure à la fin de l'alternance négative.

Il semble que dans ces conditions il soit impossible de définir une tension de gaine d'allumage et d'interpréter le fonctionnement du tube par un raisonnement analogue à celui que nous avons utilisé pour la grille intérieure. Néanmoins, l'expérience a montré que l'allure générale du phénomène reste sensiblement analogue et que le courant moyen diminue régulièrement lorsque l'on produit un décalage progressif en avant de la phase de la tension de gaine.

Si le décalage est en arrière, le courant ne varie pas comme pour la grille intérieure.

MM. Dunoyer et Toulon ont indiqué un montage très simple pour provoquer ce déphasage. Il consiste à brancher, à la place du poten-

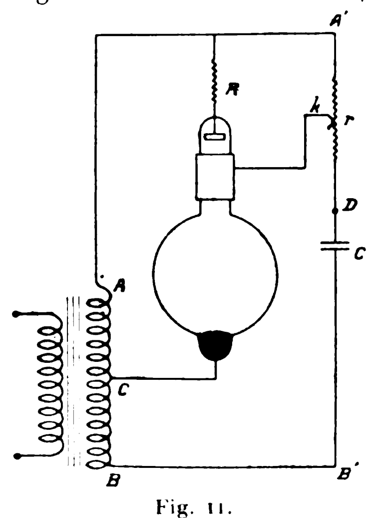


Fig. 11.

tiomètre utilisé plus haut, un ensemble constitué par une résistance *r* et une capacité *c*. Un curseur *k* se déplace sur la résistance et est relié à la gaine (fig. 11).

On peut aisément interpréter le fonctionnement de cet appareil par un diagramme (fig. 12).

Représentons par un vecteur oA la tension d'alimentation (anode) comptée à partir de la cathode prise comme origine des potentiels. La tension du point B est représentée par le vecteur oB en opposition avec oA. La différence de potentiel entre les extrémités A′ et B′ du potentiomètre est la somme des deux premières, elle est représentée par le vecteur AB (fig. 12). Cette chute de tension est en outre

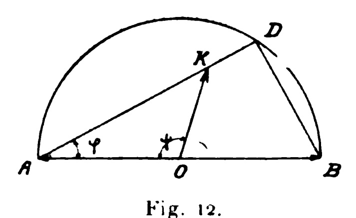


Fig. 12.

la somme géométrique des tensions Vr et Vc aux bornes de la résistance r et de la capacité C. Ces tensions sont représentées par deux vecteurs AD et BD rectangulaires, le point D se trouvant par suite sur le cercle décrit sur AB comme diamètre. Sa position dépend des valeurs relatives de la résistance et de la capacité et est fixée par l'angle φ tel que

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{c r \omega}$$

La chute de tension comprise entre le point A′ et le curseur K (fig. 11) est en phase avec la tension AD, elle peut être représentée par un vecteur KA porté par AD (fig. 12). Enfin la tension de gaine, différence géométrique entre la tension d'anode et la tension KA, est représentée par le vecteur oK. Sa phase, par rapport à la tension d'anode, est représentée par l'angle ψ des vecteurs oA et oK.

En déplacant le curseur sur la résistance, le point K se déplace sur AD et l'angle ψ varie depuis zéro jusqu'à une certaine valeur maxima correspondant à $\widehat{AOD}$.

En réglant convenablement les valeurs de r et de c, on peut donc, par le jeu du curseur, obtenir une variation continue de la phase de la tension de gaine, et par suite une variation continue du courant moyen débité par l'arc.

Il est évident qu'on peut supprimer le curseur et relier la gaine à la borne D commune à la résistance et à la capacité (fig. 11). Dans ce cas, la variation de phase s'obtient en faisant varier soit la capacité

c, soit la résistance r, ce qui a pour effet de déplacer le point D du diagramme sur la circonférence. En particulier, la résistance r peut être remplacée par une lampe de trois électrodes dont on fait varier la tension de grille.

Dans ce dernier cas, une variation continue de la tension de la grille de la lampe triode provoque une variation continue du courant moyen débité dans l'arc, et le tube se comporte comme un véritable amplificateur d'une puissance énorme, puisque avec l'énergie très faible fournie à la grille de l'audion, on peut provoquer des variations de courants de valeurs quelconques et se chiffrant par dizaines d'ampères et plus.

VII. — UTILISATION

Les relais à arcs construits sur les principes que nous venons d'esquisser ont des caractères communs:

1° Ils doivent être alimentés en courant alternatif.

2° Ils se comportent en redresseurs et fournissent, de ce fait, un courant redressé ou ondulé.

3° C'est la valeur moyenne de ce courant que l'on contrôle par l'électrode auxiliaire.

4° Suivant le mode de montage, on peut obtenir, soit un effet de tout ou rien, soit un effet progressif, donc réaliser des relais au sens propre du mot ou des amplificateurs.

Le courant débité par l'arc et contrôlé par l'électrode auxiliaire étant un courant ondulé, on peut l'utiliser pour actionner n'importe quel appareil à courant continu : moteur, électro-aimant... etc.

Les relais à arc peuvent donc avoir de multiples usages.

D'une façon générale, ils peuvent remplacer les relais mécaniques et en particulier leurs auteurs ont envisagé certaines applications plus spéciales dont les principales sont énoncées ci-dessous.

M. Leblanc signale leur emploi pour:

1° La transformation du courant continu en courant alternatif de fréquence élevée (émetteur radioélectrique).

2° La transformation de courant alternatif de fréquence élevée en courant alternatif de fréquence industrielle et réglable à volonté.

3° L'électrification des chemins de fer au moyen de courants alternatifs de fréquence élevée.

MM. Dunoyer et Toulon envisagent la possibilité d'utiliser l'action de la phase de la tension de gaine pour remplacer par leurs relais les rhéostats de réglage dans lesquels on consomme toujours inutilement

une plus ou moins grande quantité d'énergie, ou pour réaliser des amplificateurs puissants, téléphoniques ou autres, en alimentant le tube avec une source de fréquence suffisamment élevée.

Ils ont, en outre, réalisé des expériences très intéressantes qui ont été répétées à la réunion des « Amis de la T. S. F. » du 17 mars et dans lesquels l'arc est commandé par des variations de capacités très faibles.

Enfin, ils donnent un montage qui permet de commander directement le tube par une lampe ordinaire à trois électrodes qui peut être la dernière lampe d'un amplificateur; on a ainsi un moyen de réaliser, sans organes mécaniques délicats, la retransmission d'une émission radiotélégraphique.

Nous ne nous attarderons pas ici à l'étude détaillée de ces diverses applications pour ne pas être entraînés trop loin et nous ne pouvons mieux faire que de renvoyer le lecteur aux articles originaux des auteurs. (Voir la bibliographie.)

VIII. — CONDITIONS D'EMPLOI

Après avoir étudié le principe des nouveaux relais et avoir énoncé les utilisations envisagées par leurs auteurs, il est bon d'examiner un peu ce que l'on peut espérer tirer de ces appareils dans leur état actuel.

Nous terminerons donc cette étude par un exposé succinct des conclusions auxquelles nous sommes parvenus après une étude expérimentale des conditions de fonctionnement du relais de MM. Dunoyer et Toulon.

Tout d'abord, nous devons remarquer que, en pratique, le fonctionnement d'un tube à vapeur de mercure, muni d'une gaine extérieure, n'est pas aussi simple que nous avons dû le supposer pour la clarté de l'exposé. Le raisonnement utilisé n'est qu'une première approximation suffisante dans une discussion qualitative de l'effet de gaine.

Mais si on veut en tirer des conclusions quantitatives, l'accord est moins bon; en particulier, la position critique du curseur correspondant à la limite d'allumage n'est pas forcément au point équipotentiel de la cathode et il peut fort bien y avoir allumage même si la gaine est en opposition de phase avec l'anode ou extinction si elle est en phase.

Nous n'essaierons pas ici d'entrer plus avant dans l'analyse de

phénomènes très complexes, sur la màrche desquels agissent tous les facteurs caractéristiques du tube et du réseau d'alimentation, et nous nous limiterons aux conclusions pratiques.

Les qualités d'un relais sont caractérisées par trois facteurs principaux: la stabilité, la sensibilité, la rapidité.

Cherchons comment se comportent les nouveaux relais à l'égard de ces trois caractéristiques.

A cet effet, reprenons le montage de la figure 8 dans lequel le déplacement du curseur sur le potentiomètre contrôle l'arc par une action de tout ou rien. Imaginons que le tube étant éteint et le curseur en B′, on déplace ce curseur vers l'anode; l'arc reste éteint jusqu'au moment où le curseur arrive au point N pour lequel le retard à l'allumage de l'arc est de l'ordre d'un quart de période du courant d'alimentation. A partir de ce point, l'ionisation s'amorce et, si on continue, l'arc s'allume franchement dès que le curseur a franchi le point M, voisin de N.

Imaginons maintenant que l'on revienne en arrière; on trouvera une position N′ du curseur pour laquelle l'arc s'éteint et au delà duquel le courant débité reste nul.

Le point N′ peut coïncider avec le point N ou non. S'il y a concordance, le fonctionnement du relais est réversible, c'est-à-dire que l'allumage et l'extinction se produisent au même point. S'il n'y a pas concordance, le fonctionnement est irréversible et il existe une zone NN′ dans laquelle l'arc peut indistinctement être éteint ou allumé suivant la façon dont on y arrive. Cette zone est une région d'instabilité, car la moindre perturbation peut faire passer l'arc d'un régime à l'autre.

La stabilité du relais est, en outre, caractérisée par la fixité du point N qui doit être indépendant des principales caractéristiques électriques (tension d'alimentation, débit, fréquence) et aussi de la température du tube.

La sensibilité, de son côté, est caractérisée par le déplacement du curseur nécessaire pour passer du régime de courant nul au régime de courant maximum, c'est-à-dire par la longueur de la zone MN, si le fonctionnement est réversible, ou de la zone MN′ s'il est irréversible. La sensibilité est d'autant plus grande que ces zones sont plus étroites, et par suite, l'irréversibilité plus faible.

Enfin, la rapidité est caractérisée par le retard à l'asservissement de l'arc, lequel, d'après ce qui précède, reste inférieur ou au plus égal à une demi-période du courant d'alimentation.

La rapidité du relais ne dépend donc que de la fréquence du

réseau qui l'alimente et croît avec elle; elle peut être rendue très grande en utilisant une fréquence élevée.

Ces considérations nous conduisent à rechercher les causes de l'irréversibilité et à étudier l'action sur le fonctionnement du relais de la température, de la fréquence, du débit et de la tension d'alimentation.

Dans les interprétations des effets de gaine et les discussions précédentes, nous avons admis que le retard à l'allumage de l'arc, donc le mode de fonctionnement du tube, ne dépendait que de la position du curseur. Ceci suppose implicitement que tous les autres facteurs susceptibles d'agir sur la durée d'ionisation de la vapeur de mercure restent constants, et en particulier l'état d'ionisation initial.

Si pendant la durée de l'alternance négative la vapeur a eu le temps de se neutraliser complètement, cette hypothèse est valable, car au début de chaque alternance positive les conditions d'ionisation sont identiques. Il en résulte que la position critique du curseur à l'allumage est la même pour la première alternance positive que pour toutes les autres qui suivent; les positions d'allumage et d'extinction coïncident, le relais est réversible.

Si au contraire la neutralisation n'a pas eu le temps de s'effectuer complètement pendant la première alternance négative, la vapeur de mercure contient encore, au moment où l'anode redevient positive, un grand nombre d'ions qui favorisent et accélèrent l'ionisation. L'arc s'amorce alors plus facilement au début de la seconde alternance positive et des suivantes que pour la première. Dans ces conditions, la position du curseur, qui correspond à la position critique pour la première alternance positive, correspond à un allumage plus ou moins franc pour les alternances suivantes. Pour obtenir l'extinction, il faut pousser le curseur au delà de la position d'allumage et vers la tension en opposition de phase (point B'); le fonctionnement du relais devient irréversible.

L'irréversibilité apparaît donc dès que la durée τ de neutralisation de la vapeur devient supérieure à la durée T d'une alternance négative.

Or, la durée de neutralisation τ dépend des conditions locales d'expérience et en particulier de la température du tube; l'expérience a montré que ce dernier facteur est le plus important et pratiquement le seul dans le cas présent, une augmentation de température provoquant un accroissement de τ.

La durée T de l'alternance négative, égale à une demi-période du

courant d'alimentation est liée à la fréquence du réseau. Il en résulte que l'on fait apparaître ou croître l'irréversibilité en élevant la fréquence de la source d'alimentation ou la température du tube, et que l'on est obligé en pratique, pour avoir un fonctionnement stable, de refroidir l'ampoule en la plongeant dans une cuve à huile analogue à celle d'un transformateur.

Toute cause susceptible d'élever la température au delà de la valeur critique produit un effet analogue, c'est le cas en particulier pour le courant. On fait apparaître l'irréversibilité en élevant le débit de l'arc au delà d'une certaine valeur, d'autant plus faible que la température du bain d'huile ou la fréquence sont plus élevées.

En revanche, la position limite du curseur à l'allumage, c'est-à-dire la position du point N, ne dépend pas de ces facteurs et n'est influencée que par la valeur de la tension d'alimentation. Pour des tensions faibles, l'arc a du mal à s'amorcer et la position critique du curseur est voisine de l'extrémité A′ du potentiomètre. A mesure que la tension croît, le point N se déplace vers l'extrémité B′ et tend vers une limite voisine du point M, équipotentiel de la cathode et légèrement en dessous (fig. 8). Il en résulte que le fonctionnement du tube est indépendant de la tension d'alimentation dès que cette tension atteint une valeur suffisante.

Dans les ampoules actuellement réalisées par MM. Dunoyer et Toulon, l'irréversibilité apparaît avec des courants faibles de 1 ampère et insuffisants pour provoquer un échauffement sensible, lorsque la température du bain est portée à 80°, pour une fréquence de 42 ∞ (Secteur rive gauche). Elle se manifeste dans les mêmes conditions à 20° si la fréquence atteint 1 000 ∞ et la température critique s'abaisse encore si la fréquence s'élève. Pour une fréquence de 15 000 ∞ et au-dessus, l'irréversibilité est telle que l'extinction devient impossible à la température ambiante (15° environ).

Si le bain est maintenu à la température ambiante avant l'essai, l'irréversibilité apparaît à la fréquence 1 000, si le débit dépasse 5 ampères et croît avec le temps à mesure que le bain s'échauffe. Pour des fréquences industrielles, on peut élever, dans les mêmes conditions, le débit jusqu'à 20 ou 30 ampères sans faire apparaître d'irréversibilité.

Dans tous les cas, quelles que soient la fréquence et la température, la position limite d'allumage varie de la même façon en fonction de la tension d'alimentation et reste sensiblement fixe dès que cette tension dépasse 250 ou 300 volts efficaces.

La sensibilité du relais est telle que, dans le cas de la figure 10,

et pour les réglages optimum, une variation d'une dizaine de volts de la tension de la grille de l'audion suffit pour l'actionner.

Pour résumer, les tubes actuellement réalisés sont susceptibles d'un bon fonctionnement dès que la tension d'alimentation a une tension supérieure à 250 volts efficaces et une fréquence assez faible (fréquence industrielle). Dans ces conditions, ils peuvent être utilisés pratiquement et constituent des relais sensibles et stables, indépendants dans de larges limites des variations de la tension d'alimentation, du débit et de la température.

A mesure que la fréquence s'élève, les tolérances des variations de ces trois facteurs diminuent et la fréquence 1000 semble la limite pratique. On peut encore, dans certains cas, avoir des fonctionnements convenables pour des fréquences plus élevées, mais à condition de travailler avec des courants faibles.

Ces conclusions s'appliquent plus spécialement aux tubes à gaine extérieure, que nous avons eu seuls l'occasion d'étudier, mais il est vraisemblable qu'elles restent valables pour les ampoules à grille intérieure. Elles montrent que les applications envisagées par les auteurs comme relais à haute fréquence ou amplificateur téléphonique semblent prématurées, mais cela ne détruit pas l'intérêt de ces nouveaux appareils et il y a lieu d'espérer qu'on puisse un jour étendre encore le champ de leurs applications.

E. Fromy.

BIBLIOGRAPHIE

M. Maurice Leblanc. — Sur les lampes à trois électrodes, anode, cathode et grille intermédiaire où le courant est transporté par des ions et leurs applications : *Comptes rendus*, 17 juillet 1922, t. CLXXV, pp. 132-137; *R. G. E.*, 19 août 1922, t. XII, p. 259.

Sur l'électrification des chemins de fer au moyen de courants alternatifs de fréquence élevée : *R. G. E.*, 26 août 1922, t. XII, p. 275.

MM. Dunoyer et Toulon. — Sur une propriété remarquable de la colonne positive de l'arc au mercure. Action, par influence, de gaines extérieures : *Comptes rendus*, 1924, t. 179, p. 148.

Sur quelques applications électro-optiques des relais à arc : *Comptes rendus*, 1924, t. 179, p. 461.

Sur l'interprétation des phénomènes de gaine dans les relais à arc : *Comptes rendus*, 1924, t. 179, p. 522.

Sur une propriété remarquable de la colonne positive de l'arc au mercure. Relais à arc de grande puissance : *Journal de Physique*, sept. 1924, t. V, p. 257; oct. 1924, t. V, p. 289.

ÉTUDE DES GAZ OCCLUS DANS LES TRIODES

Par le capitaine Janusz GROSZKOWSKI

Chargé de cours à l'École Supérieure Polytechnique de Varsovie.

SOMMAIRE. — L'article a pour but l'étude du vide dans les tubes électroniques et plus particulièrement de la présence des gaz occlus dans les électrodes. Le degré du vide dans un triode peut être évalué à l'aide d'une méthode d'ionisation s'appuyant sur la mesure du courant « inverse » dû aux ions des gaz libérés. Cette méthode, perfectionnée et plus spécialement adaptée à l'examen des gaz occlus dans les électrons, est décrite en détail.

I. — La nécessité de la production et du maintien d'un vide excellent dans les tubes électroniques en général et dans ceux qui servent à l'émission en particulier est suffisamment motivée par leur durée (désagrégation de la cathode par les ions des gaz) ainsi que par la régularité des parcours électriques de haute fréquence (hystérésis, instabilité des parcours) (1). On sait qu'une partie des gaz et des vapeurs, restés dans la lampe après sa séparation de la pompe, remplissent l'intérieur de l'ampoule : on peut les appeler les gaz libres; l'autre partie réside sur toutes les surfaces de verre ou de métal, qui sont en contact avec le vide : on les nomme les gaz occlus. En particulier, ces gaz sont absorbés par les surfaces de verre et surtout par les masses métalliques des électrodes. Quand la lampe est froide, c'est-à-dire chaque fois que les surfaces entrant en contact avec le vide sont à la température ambiante, pratiquement, les gaz occlus ne sont pas libérés, et seuls interviennent les gaz appelés les gaz libres. Quand les électrodes s'échauffent, les gaz occlus se dégagent, ce qui détermine une augmentation de la pression des gaz dans l'ampoule; on dit que le vide « se gâte ». La quantité des gaz qui sont ainsi dégagés croît avec la température et la surface échauffée. C'est pourquoi, dans la fabrication des tubes électroniques, quand on fait le vide, on chauffe fortement toutes les surfaces, qui entrent en contact avec le vide; plus leur température est élevée à ce moment, plus grande est ensuite la garantie qu'un bon vide sera conservé.

Dans les triodes, les gaz résident dans la grille et plus particulièrement dans l'anode. La cathode contient relativement une petite quantité des gaz, parce que, pendant l'opération du vide, on peut l'échauffer suffisamment, et aussi parce que sa surface est relativement petite par

(1) Voir *Onde Électrique*, 1922, p. 466 et suivantes.

rapport aux autres pièces métalliques de la lampe. C'est l'anode qui joue le rôle le plus important parce qu'elle comporte la plus grande partie des masses métalliques de la lampe et parce que sa température devient, après celle de la cathode, la plus élevée pendant le fonctionnement du triode en générateur [1].

On sait que, au cours de la fabrication, les masses métalliques (anode, grille) sont portées à l'incandescence, pour qu'on puisse ensuite, en temps d'évacuation, ne les amener que pour une durée relativement courte à une température élevée, soit par le bombardement électronique, soit par un autre procédé (par exemple par des courants de Foucault, ou en laissant passer les courants électriques de l'extérieur). Pendant que la lampe travaille en génératrice, une partie de l'énergie électrique fournie à la lampe est dissipée en chaleur sur l'anode. Donc, en négligeant la puissance de chauffage de la cathode nécessaire au fonctionnement du triode, nous constatons des pertes permanentes de puissance dans les circuits de l'anode et de la grille. Leurs valeurs instantanées sont $w_a' = i'_a v_a'$, et $w'_g = i'^g v'_g$, v'_a, v'_g, i'_a et i'_g étant les valeurs instantanées des tensions et des courants entre la cathode et l'anode et entre la cathode et la grille. La puissance de chauffage W_f est constante pendant le fonctionnement du triode; donc elle n'a pas une grosse influence, pour les raisons expliquées ci-dessus, sur l'état du vide dans la lampe. Au contraire, la puissance dégagée dans l'anode W'_a égale à la valeur moyenne des puissances instantanées w'_a pendant une période, ainsi que la puissance dégagée dans la grille W'_g, valeur semblable des puissances w'_g, dépendent des conditions de travail du triode en générateur ou en amplificateur et par conséquent dépendent de son rendement η. La puissance W'_g pour un travail régulier du générateur (excitation convenable, etc.) est généralement petite et la température de la grille ne peut atteindre des valeurs relativement élevées que pour les conditions exceptionnellement désavantageuses.

Par conséquent, c'est la puissance dégagée dans l'anode qui a seule une influence importante sur l'état du vide dans la lampe.

On sait que, étant donné un certain type de lampe, c'est-à-dire : 1° les dimensions et la nature de l'anode; 2° le degré d'évacuation des gaz occlus; 3° les conditions de refroidissement et 4° le volume du vide, il existe une puissance maxima, nommée la puissance d'admission, qui peut être obtenue dans le circuit de plaque sans aucun danger pour la lampe. Pour des conditions de refroidissement données, cette

[1] La grille d'une triode fonctionnant en générateur ne doit pas trop s'échauffer.

puissance détermine la température la plus élevée qui peut être atteinte par les diverses parties de la lampe pendant son fonctionnement. A cette température, la quantité des gaz dégagés ne doit pas surpasser la limite exigée pour un fonctionnement régulier de la lampe.

II. — La détermination du vide dans les tubes électroniques en période de fabrication se fait à l'aide d'une des méthodes connues de mesure du vide (par exemple la jauge de MCLeod, le manomètre absolu de Knudsen, le manomètre moléculaire de Langmuir, etc.). La plus employée dans ce but est la jauge de MCLeod par suite de sa simplicité. Mais comme son utilisation ne permet de faire les mesures que jusqu'à 5.10^{-6} millimètres de mercure, c'est plutôt un procédé de contrôle et d'observation pendant la période d'évacuation. A partir du moment où la lampe est séparée de la pompe, toutes les méthodes citées ci-dessus ne sont plus applicables; l'état du vide dans la lampe fabriquée se soustrairait au contrôle du producteur d'une part et au contrôle de l'acquéreur d'autre part. Il reste heureusement la méthode d'ionisation qui peut être appliquée pour les mesures du vide dans les tubes électroniques où le nombre des électrodes est supérieur à deux.

Elle s'appuie sur la mesure du courant des ions positifs dû à la désagrégation des molécules des gaz résiduels sous l'action ionisante du courant électronique.

En appelant (fig. 1) I_e le courant électronique ionisant, I_i le courant dû aux ions positifs, d le chemin sur lequel a lieu l'ionisation, nous

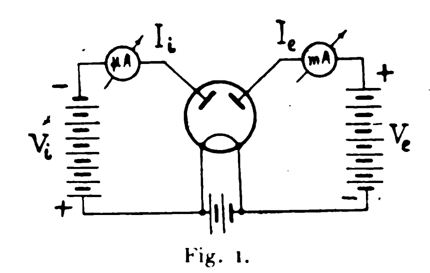


Fig. 1.

avons la formule suivante qui donne la pression des gaz dans l'ampoule

$$p = c\,\frac{I_i}{I_e d}.$$

Dans cette formule, c est un coefficient empirique, qui dépend de la nature du gaz, de la tension de l'électrode ionisante V_e et de celle de l'électrode V_i, donc $c = f(V_e, V_i)$.

La méthode par ionisation a été étudiée par H. Rukop [1] en 1915, mais c'est O. Buckley [2] qui l'a décrite le premier. Misamichi So [3], Kaufman et Serowy [4], S. Dushman et C.-G. Found [5] ainsi que H. Simon [6] ont publié des travaux ultérieurs sur ce sujet. Ces travaux contiennent des considérations théoriques sur la méthode, sa discussion, ainsi qu'un certain nombre de dates et indications pratiques en ce qui concerne les conditions à remplir pendant l'exécution des mesures pour éliminer la variation du coefficient c.

L'application de cette méthode aux mesures du vide dans les triodes peut être effectuée suivant deux variantes peu différentes. Nous les appelons « dispositif A » et « dispositif B ».

Dispositif A (fig. 2). — Ici le rôle du courant ionisant agit sur le courant plaque I_a, obtenu grâce à un haut potentiel positif sur l'anode, tandis que le rôle du courant des ions agit sur le courant « inverse »

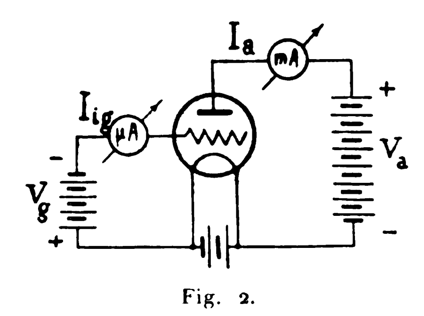


Fig. 2.

de grille I_{ig}, c'est-à-dire sur le courant qui apparaît dans le circuit grille chaque fois que le potentiel grille devient convenablement négatif par rapport à la cathode. Le chemin d'ionisation est ici la distance « anode-cathode », car c'est dans cet espace qu'a lieu l'ionisation des molécules gazeuses.

Ici la pression des gaz dans la lampe est

$$p = c \frac{I_{ig}}{I_a d_{ac}}.$$

Dispositif B. — Ce dispositif diffère du précédent par le changement des rôles des électrodes; la grille est maintenant positive (ioni-

(1) H. Hukop, *Telefunkenzeitung*, 1920, n° 19, p. 21.
(2) O. Buckley, Proc. Nation. Acad. of Sciences, 2, 1916, p. 683.
(3) Misamichi So, Proc. Physico-Mathem. Soc. Japon, 1, 1919, 76.
(4) W. Kaufman et F. Serowy, *Zeitschrift für Physik*, 5, 1921, p. 319.
(5) S. Dushman et G. Found, *Phys. Rev.*, 1921, 17, 7 et 1924, 23, 734.
(6) H. Simon, *Telefunkenzeitung*, VI, 1923, 32-33.

sante); l'anode, négative (collectrice). La proximité de la grille et de l'anode permet facilement d'obtenir le courant d'ionisation exigé, en n'appliquant qu'une tension anodique peu élevée. Néanmoins, ce dispositif est d'une application peu commode, parce que le chemin d'ionisation n'est pas défini d'une façon rigoureuse. En effet, les électrons ionisants, qui passent de la cathode à l'anode, font une série d'oscillations à travers les mailles de grille, avant de l'atteindre. C'est pourquoi le chemin d'ionisation est plus grand ici et dépend beaucoup de la tension ionisante. En choisissant des valeurs convenables pour la tension V_a et le courant I_a, on peut porter la puissance dégagée à l'électrode ionisante à la valeur nécessaire pour que la température désirée soit obtenue. Ainsi la mesure du vide est exécutée pour un état calorique quelconque qui permet de déterminer le degré du contenu des gaz occlus dans les électrodes.

Comme le dispositif A permet la détermination des gaz occlus dans l'anode, on le nomme « dispositif pour les gaz d'anode », tandis que le dispositif B est appelé « pour les gaz de grille ».

Toutefois, comme la quantité des gaz dans la grille est habituellement petite par rapport à celle des gaz dans l'anode et comme le chemin d'ionisation du dispositif B n'est pas rigoureusement défini, on utilise le dispositif A.

Il faut alors étudier ce dernier plus complètement, particulièrement en ce qui concerne l'influence des potentiels V_a et V_g et de l'espace des gaz sur la grandeur du coefficient c.

L'influence du potentiel de grille sur le coefficient c, donc sur le résultat de mesure de la pression p, est négligeable sous la condition que la mesure soit exécutée pour V_g inférieur à — 3, ou — 6 volts, nécessaire pour obtenir dans le circuit grille un courant des ions positifs. On peut alors admettre que pratiquement le coefficient c ne dépend pas du potentiel grille V_g [1].

Au contraire, l'influence du potentiel d'anode ne peut pas être négligée; il faut en tenir compte dans les mesures. La valeur du coefficient c décroît quand la tension anodique augmente et tend assez rapidement vers une limite. Comme la forme de la fonction $c = f(V_a)$ n'est pas toujours exactement connue, il est commode d'exécuter l'examen des triodes d'un certain type pour la même tension anodique. En ce qui concerne la puissance dissipée dans l'anode, on peut la faire varier en donnant, à l'aide de potentiel grille, une valeur convenable au courant anodique. Quant à l'influence de la nature des

(1) Dushman et Found, l. c. — H. Simon, l. c.

gaz sur la valeur du coefficient c, celui-ci dépend de la susceptibilité à l'ionisation des molécules de gaz, c'est-à-dire de la capacité ionisante, ainsi que de l'énergie d'ionisation de la molécule. On peut dire avec une certaine approximation, que le coefficient c diminue quand le nombre des électrons dans la molécule augmente, c'est-à-dire quand le produit de la quantité des atomes du gaz par le nombre atomique de l'atome augmente. En ce qui concerne la constitution chimique des gaz occlus qui sont libérés par les métaux employés le plus souvent dans la fabrication des électrodes et des supports (nickel, platinite, etc.), ce sont : l'oxyde de carbone et le gaz carbonique ainsi que l'hydrogène, dans les proportions de 80 p. 100 de CO, 15 p. 100 CO_2 et 5 p. 100 de H. Evidemment, dans ces conditions, le coefficient c doit avoir pour un type de lampe donné, une valeur assez constante.

Quand on détermine l'état des gaz dans l'anode à l'aide du dispositif A, on rencontre quelques difficultés, en particulier dans le cas des triodes d'émission avec coefficient d'amplification élevé. Pour que la mesure du courant des ions puisse être effectuée, un potentiel de grille suffisamment négatif est nécessaire. Au contraire, pour l'échauffement de l'anode il faut avoir un courant anodique assez fort. D'ici résulte la nécessité d'emploi d'une tension anodique très élevée, ce qu'on peut déduire de la formule :

$$I_a = f(V_a + KV_g).$$

En réalité, la valeur du potentiel grille V_g étant négative, pour obtenir une certaine intensité du courant anodique I_a, la tension V_a doit être d'autant plus élevée que le coefficient d'amplification K est plus grand. Ces difficultés peuvent être, en quelque sorte, éliminées en employant un procédé tel que l'échauffement de l'anode à une température donnée soit atteint par l'application préalable à la grille, d'un potentiel positif, après quoi on mesure immédiatement le courant des ions, qui détermine — avec le courant anodique correspondant — l'état du vide pour l'anode incandescente.

Ce procédé est généralement appliqué à l'étude des triodes en vue de la détermination du degré des gaz dans l'anode. Bien qu'il élimine des inconvénients résultant du dispositif A en ce qui concerne la nécessité de la haute tension anodique, il en introduit néanmoins d'autres, car la durée nécessaire pour que la déviation du galvanomètre mesurant le courant des ions se stabilise, est relativement longue [1] et l'échauffement de l'anode pendant l'exécution de la mesure

[1] L'appareil, eu égard à sa sensibilité, est habituellement avec miroir.

diminue. Pour éliminer cet inconvénient résultant du retard de la mesure dû à l'inertie du galvanomètre, le laboratoire radiotechnique de l'École Supérieure Polytechnique à Varsovie a imaginé un procédé spécial, dont le schéma est indiqué sur la figure 3.

Le chauffage de la cathode ainsi que la tension anodique étant constants, on porte l'anode à une température qui correspond à une puissance dégagée donnée, en réglant le courant anodique I_a à l'aide d'un potentiel positif variable de grille V_{g+} ce qu'on obtient grâce au potentiomètre P_{g+}. On obtient cet état en mettant le commutateur C dans la position 1 en haut. En même temps, dans cette position, son bras inférieur intercale le galvanomètre dans un circuit supplémen-

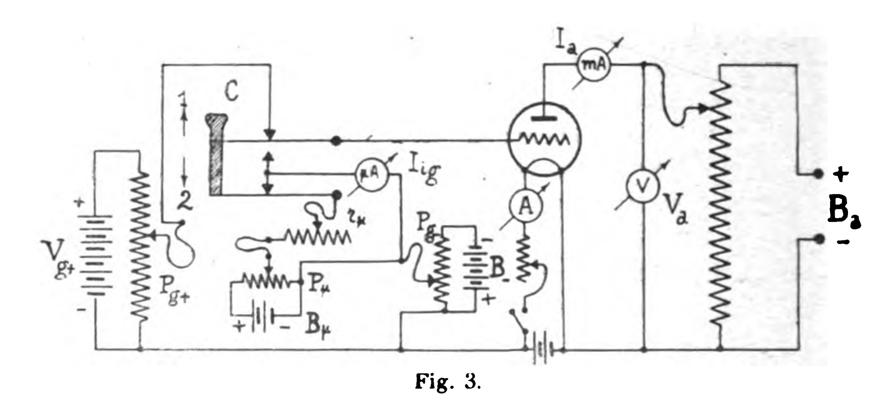


Fig. 3.

taire de batterie B_μ avec un potentiomètre et une résistance r_μ, grâce auquel on peut donner au galvanomètre une déviation quelconque. En plaçant le commutateur C en bas, dans la position 2, on joint la grille à travers le galvanomètre et par l'intermédiaire du potentiomètre P_{g-}, avec la cathode. Comme le potentiel de la grille est négatif, le galvanomètre mesure maintenant le courant des ions. En déplaçant plusieurs fois le commutateur C de la position 1 à la position 2 pour de courtes durées, nous pourrons amener par un réglage du potentiomètre P_μ ou de la résistance r_μ, le galvanomètre à une déviation constante indépendante de la position du commutateur C [1]. Le courant des ions pourra alors dans ces conditions être lu commodément et exactement. D'autre part, les variations de la température de l'anode seront excessivement petites par suite des très courtes interruptions des potentiels positifs de grille. Le courant des ions permettra donc de

[1] La durée de commutation doit être réduite au minimum de ce qu'on obtient par une construction convenable du commutateur.

mesurer la quantité des gaz émis par l'anode pour une valeur donnée de la puissance dégagée.

Les mesures du courant des ions pour diverses valeurs de la puissance dégagée dans le triode permettront de tracer la courbe donnant le degré des gaz libérés en fonction de la puissance perdue dans l'anode. L'exemple d'une telle courbe obtenue à l'aide de cette méthode pour une certaine triode d'émission du type anglais MT — 5 (fabrication de la « Polskie Tow. Radjotechniczne » à Varsovie) de puissance normale d'admission 25 W est représentée sur la figure 4. Nous y voyons une

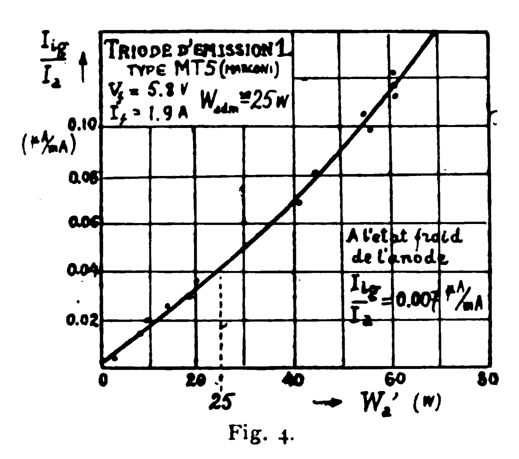


Fig. 4.

croissance continuelle des quantités de gaz avec l'augmentation de la puissance dégagée dans l'anode. Le quotient $\frac{I_{ig}}{I_a}$ s'élevant pour l'anode froide à 0,007 $\mu A/mA$ (gaz libres) s'élève jusqu'à 0,042 $\mu A/mA$ pour la puissance dégagée $W'_a = 25$ W (gaz occlus dans l'anode). Nous observons donc que la pression dans l'ampoule devient six fois plus grande.

La figure 5 donne (pour une autre triode du même type) les courbes d'amélioration du vide avec le refroidissement de l'anode, chargée préalablement, une fois jusqu'à 50 W, une autre fois jusqu'à 32 W. A 32 W dans l'anode, au premier instant de la commutation, pendant la mesure du vide, le quotient $\frac{I_{ig}}{I_a} = 0{,}017$; à 50 W, il monte jusqu'à 0,067; nous observons alors une libération de plus en plus lente des gaz avec l'augmentation de puissance anodique. Après le refroidissement de l'anode (après une durée de cinq minutes), le vide va s'améliorant, $\frac{I_{ig}}{I_a}$ étant égal à 0,01.

Si nous comparons l'état du vide dans ce dernier triode avec celui du premier, nous constatons que l'augmentation de la pression par suite de la libération des gaz de l'anode est plus petite ici. En effet. pour $W'_a = 50\,W, \frac{I_g}{I_a}\frac{0{,}067}{0{,}010} = 6{,}7$, nous constatons que le vide « se gâte » sept fois, tandis que pour la première lampe, pour la même puissance dégagée, ce quotient égal à $\frac{0{,}892}{0{,}007} = 13$. Pour la puissance

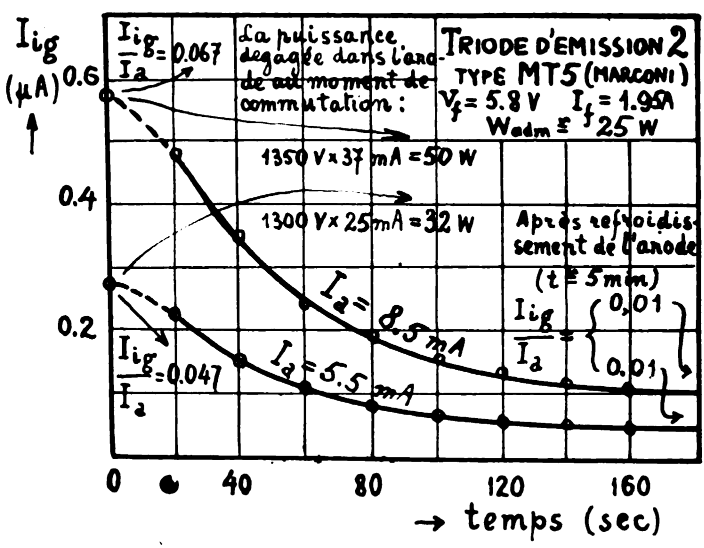


Fig. 5.

$W'_a = 32$ W nous aurions les valeurs correspondantes : $\frac{0{,}047}{0{,}01} = 4{,}7$, et $\frac{0{,}053}{0{,}007} = 7{,}5$. Quant à l'état du vide pour l'anode froide, la pression des gaz dans la deuxième lampe est $\frac{0{,}010}{0{,}007} = 1{,}5$ fois plus grande que dans la première lampe.

J. Groszkowski.

RECHERCHES SUR LES MEILLEURES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT D'UN AMPLIFICATEUR A RÉSISTANCES

Par M. MERCIER,

Maître de conférences à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Nous avons été amené à rechercher quelles étaient les meilleures conditions de fonctionnement d'un amplificateur à résistances, c'est-à-dire quelles étaient de préférence les tensions de chauffage et de plaque à utiliser et aussi quelle était la meilleure résistance à introduire dans le circuit de plaque des lampes intermédiaires.

Rappelons brièvement comment fonctionne une lampe amplificatrice. Une variation Δu du potentiel de grille entraîne une variation Δj du courant de plaque, u et j désignant respectivement la tension de grille et le courant de plaque. Si, d'autre part, ρ est la résistance intérieure de l'espace filament-plaque traversé par le courant électronique, R la résistance extérieure du circuit de plaque, k le pouvoir amplificateur en volts de la lampe, Δu et Δj sont reliés par la relation

$$\Delta j = \frac{k \Delta u}{\rho + R}.$$

Corrélativement, W étant la tension fixe moyenne de plaque, il se produit une variation ΔW de cette tension et l'on a :

$$\Delta W = - R \Delta j = \left(- \frac{kR}{\rho + R}\right) \Delta u.$$

Cette variation peut être transmise à la grille d'une autre lampe et agir sur elle comme Δu l'avait fait sur la première. Dans un amplificateur à courant continu, la liaison se fait par l'intermédiaire d'une batterie fixe qui ramène le potentiel moyen de la grille à zéro, suivant le schéma ci-dessous d'un amplificateur à deux lampes pour courant continu (fig. 1).

Le pouvoir amplificateur réel A d une lampe, qui n'est pas la dernière lampe d'un amplificateur, est donc donné par l'expression

$$A = \frac{kR}{\rho + R}.$$

Dans la dernière lampe, au contraire, c'est la variation de courant Δj que l'on mesurera directement, variation qui sera reliée à la variation Δu du potentiel de grille par l'expression

$$\frac{\Delta j}{\Delta u} = \frac{k}{\rho},$$

en supposant que la résistance extérieure du circuit de plaque est négligeable vis-à-vis de ρ.

Ce sont ces deux expressions : $\frac{kR}{\rho + R}$ et $\frac{k}{\rho}$ que nous nous proposons d'étudier.

S'il s'agit d'un amplificateur pour la haute fréquence, la liaison entre lampes se fait par l'intermédiaire d'une capacité de plaque à

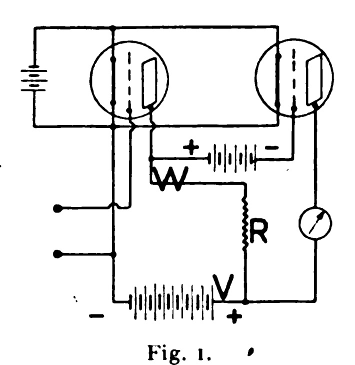


Fig. 1.

grille, avec résistance de fuite pour maintenir près de zéro le potentiel moyen de cette dernière, mais rien n'est changé pour l'expression du pouvoir amplificateur effectif A d'une lampe.

D'autre part, dans le circuit de plaque de la dernière lampe qui sera montée en détecteur, on mesurera la variation de courant Δj correspondant à une variation Δu du potentiel moyen de grille et ces deux quantités seront encore directement proportionnelles, le facteur de proportionnalité étant $\frac{k}{\rho}$.

Les conclusions auxquelles nous aboutirons seront donc valables pour tous les amplificateurs à résistances, quelle que soit la fréquence, sauf, bien entendu, pour les très hautes fréquences, lorsque les capacités internes de la lampe jouent un rôle qui n'est plus négligeable et viennent modifier les conditions normales de fonctionnement.

Les expressions $\frac{kR}{\rho + R}$ et $\frac{k}{\rho}$ dépendent du chauffage, de la tension de plaque et de R, c'est-à-dire de trois variables indépendantes. Nous avons fait varier la tension de la batterie de plaque V, la tension aux bornes du filament v et la résistance de plaque R dans de larges limites, dépassant notablement celles de la pratique courante.

Les essais ont porté sur plusieurs lampes, soit de même marque, soit de marques différentes, sur des lampes ordinaires et sur des lampes à faible consommation.

L'allure générale des résultats est identique avec des variantes secondaires.

I. — Etude du coefficient $A = \frac{kR}{R + \rho}$.

k et ρ dépendent de v et de V, mais aussi de R à cause de la chute de tension le long de cette résistance. V ici désigne la tension de la batterie du circuit de plaque, tandis que W désigne la tension effective de la plaque, c'est-à-dire la différence de potentiel entre la plaque et le filament. C'est V que nous ferons varier en même temps que v et que R. Nous avons préféré cette manière de faire parce qu'elle correspond à des conditions pratiques plus immédiates, non pas que nous négligerons de considérer W dont l'importance est évidemment capitale.

Dispositif employé (fig. 2). — Nous avons opéré en courant continu, ce qui d'ailleurs rend les mesures plus commodes et plus précises. A l'aide d'un potentiomètre P placé dans le circuit de grille et constitué par une batterie de 4 volts et de deux boites de résistances étalonnées, on peut réaliser des variations quelconques de tension de grille, mais qui ne devront pas être trop grandes cependant pour que notre formule reste applicable, c'est-à-dire pour que les variations Δj et Δu restent bien proportionnelles entre elles dans tout le domaine de variation considéré. Généralement, il a suffi pour cela de faire varier u de $-0\,v\,05$ à $+0\,v\,05$. A cette variation correspond une certaine variation ΔW de la tension réelle de la plaque, variation que l'on transmet directement à la grille d'une deuxième lampe et qui est décelée au moyen d'un microampèremètre sensible placé dans le circuit de plaque de cette dernière. Ce microampèremètre est shunté par une batterie assez forte et une forte résistance pour amener

l'aiguille vers le centre de la graduation sans diminuer la sensibilité de l'appareil.

On peut compenser et par suite mesurer avec précision cette variation ΔW de la tension de la grille, grâce à un dispositif potentiométrique sensible P_2 placé dans le circuit de grille en série avec un autre dispositif P_1 moins sensible et qui sert à ramener à zéro le potentiel moyen de la grille. Un voltmètre permet en outre la mesure du potentiel réel W de la plaque de la première lampe.

On connaîtra donc ainsi directement ΔW et Δu et leur rapport

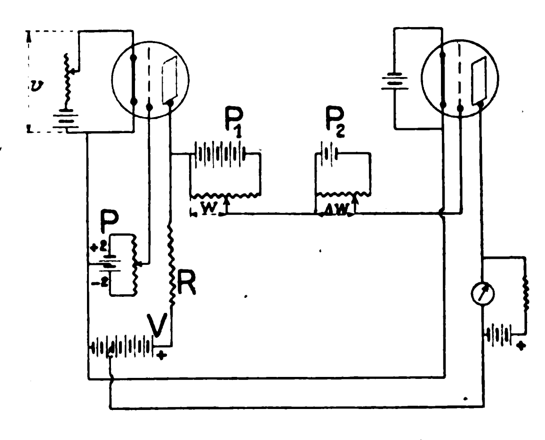


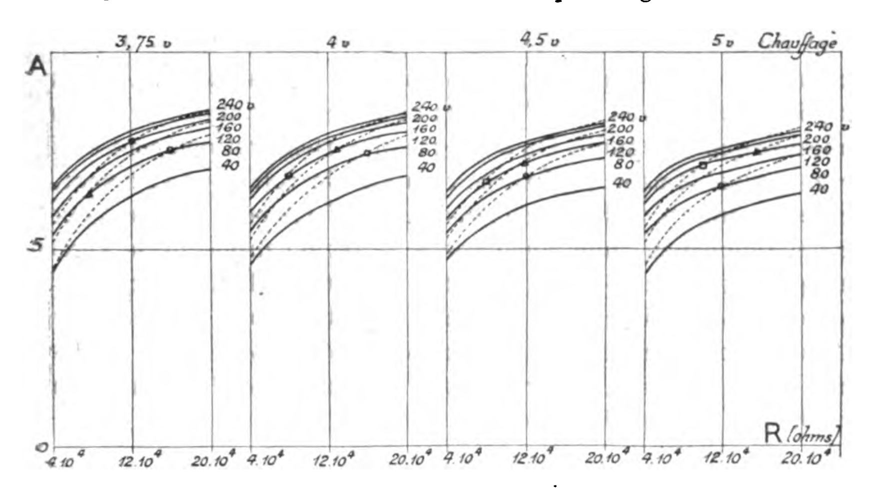
Fig. 2.

donne justement la valeur de A. Il est à remarquer que cette méthode est une méthode de zéro qui ne fait pas entrer en ligne de compte les constantes de la deuxième lampe.

Résultats. — 1) *Influence de la résistance de plaque* R. (Graphiques I et II, fig. 3.) — Les courbes montrent que le pouvoir amplificateur A croît avec R, mais de moins en moins vite au fur et à mesure que R augmente; les tangentes aux courbes I se rapprochent de l'horizontale et les courbes II sont de plus en plus serrées pour des valeurs équidistantes et croissantes de R. La croissance est du reste un peu plus rapide quand le chauffage est plus faible.

Il y a surtout avantage à sortir des faibles résistances de plaque. Au delà de 120000 ohms, le gain qui est faible est compensé par un inconvénient autrement grave : la chute trop grande de la tension réelle de plaque, si bien que pour un potentiel moyen de grille égal

à zéro, le point de fonctionnement de la lampe se trouve trop loin sur la partie inférieure de la caractéristique, région coudée dans



Influence de R *et* V *sur* A

(en pointillé, courbes de tension effective de plaque, o : 30 volts, △ : 40 volts, □ : 50 volts)

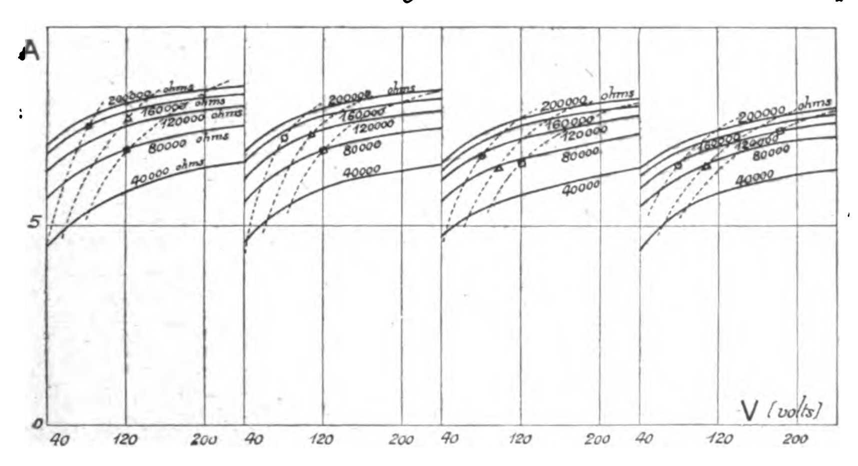


Fig 3. (Graphiques I et II.)

laquelle les variations Δu et Δj ne sont plus proportionnelles entre elles, ce qui peut donner lieu au phénomène de distorsion, phénomène à éviter essentiellement. Il est vrai que pour remédier à cet inconvénient, on peut augmenter en même temps la tension V de la batterie de plaque, ce qui permet à la tension réelle W de conserver une valeur suffisante, valeur qui ne doit pas être inférieure à une

quarantaine de volts (voir les courbes en pointillé qui sont des courbes équipotentielles de W).

2) *Influence de la tension* V *de la batterie de plaque.* — L'examen des mêmes courbes conduit à des conclusions analogues. Le pouvoir amplificateur A croît avec V, mais de moins en moins vite au fur et à mesure que V grandit. On ne gagne plus rien pratiquement au delà de 120 volts. Mais si on dispose d'autant de volts que l'on veut, on peut sans crainte utiliser une tension plus forte pour amener le point de fonctionnement plus avant dans la région droite de la caractéristique. Pour 120 000 ohms et 120 volts et un chauffage normal, la tension effective W est de l'ordre de 40 volts ; il n'y a que des avantages au point de vue de la distorsion, pour le cas où la tension à amplifier serait forte, à augmenter la tension W, celle-ci en augmentant la tension V de la batterie.

3) *Influence du chauffage.*(Graphique III, fig. 4.) — L'examen des courbes précédentes montre déjà que, dans l'ensemble, A diminue quand le chauffage augmente. Les courbes III précisent cette dimi-

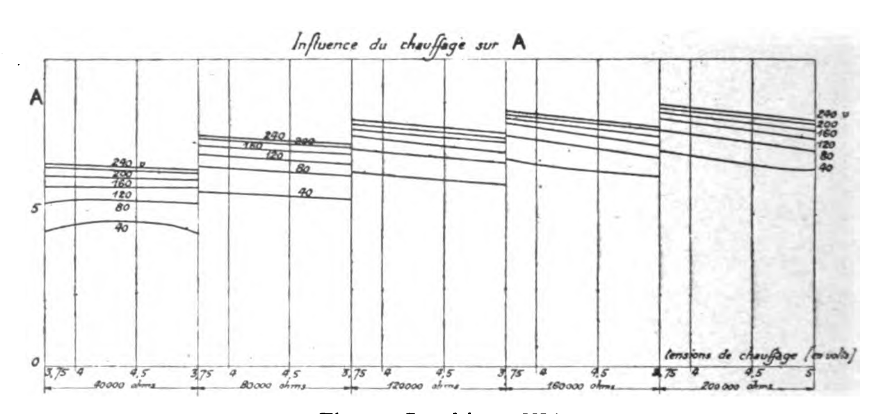


Fig. 4. (Graphique III.)

nution, d'ailleurs assez faible. La rapidité de celle-ci augmente en outre légèrement quand R croît. Pour des valeurs faibles de V et de R, on peut même avoir au début, quand le chauffage est faible, une très légère augmentation de A.

Les graphiques relevés pour diverses lampes présentent tous la même allure, sauf pour les faibles valeurs de R et de V pour lesquelles on a tantôt une augmentation, tantôt une diminution. Mais on peut dire qu'il n'y a jamais intérêt à chauffer quand on est dans

de bonnes conditions de fonctionnement, c'est-à-dire quand V et R ne sont pas trop petits.

Interprétation des résultats. — On pouvait prévoir ces résultats, étant donné ce que l'on sait des lampes, mais dans une certaine mesure seulement et l'interprétation n'est pas toujours très sûre. C'est pourquoi la méthode expérimentale directe est préférable pour déterminer le sens et l'allure des variations de A.

Par exemple, lorsque R croît, la tension effective de plaque W diminue, mais relativement peu. Le coefficient angulaire de la caractéristique de plaque, $\frac{k}{\rho}$, au point de fonctionnement de la lampe, diminue donc lui aussi et très légèrement, tandis que k peut être considéré comme constant; A aurait donc une légère tendance à diminuer, mais l'augmentation de R est prépondérante, si bien que A augmente et cela de moins en moins vite au fur et à mesure que R croît.

Au contraire, lorsque R est constant et que V, la tension de la batterie, augmente, W augmente aussi et par suite $\frac{k}{\rho}$. L'étude directe montre qu'effectivement A croît, et du reste de moins en moins vite, quand on s'éloigne davantage de la région coudée de la caractéristique.

Si R et V sont constants et si le chauffage augmente, k diminue tandis que $\frac{k}{\rho}$ tend à subir deux variations inverses, W diminuant d'une part et les caractéristiques tendant à se relever d'autre part. L'expérience montre qu'il en résulte le plus souvent une diminution de A, c'est-à-dire que les variations de A sont alors commandées par celles de k.

II. — Etude du rapport $\frac{k}{\rho}$. (Graphique IV, fig. 5.)

La quantité $\frac{k}{\rho}$, qui est le coefficient angulaire de la caractéristique de plaque, dépend et du chauffage et de la tension de plaque. Ici, la tension effective de plaque se confond avec celle de la batterie. Nous avons fait varier le chauffage et la tension de plaque dans de larges limites, comme précédemment. Le dispositif employé est très simple. Nous avons mis dans le circuit de grille de la lampe à étudier le

dispositif potentiométrique du paragraphe précédent et dans le circuit de plaque le microampèremètre sensible. Il suffisait de lire la variation Δj du courant de plaque correspondant à une variation Δu

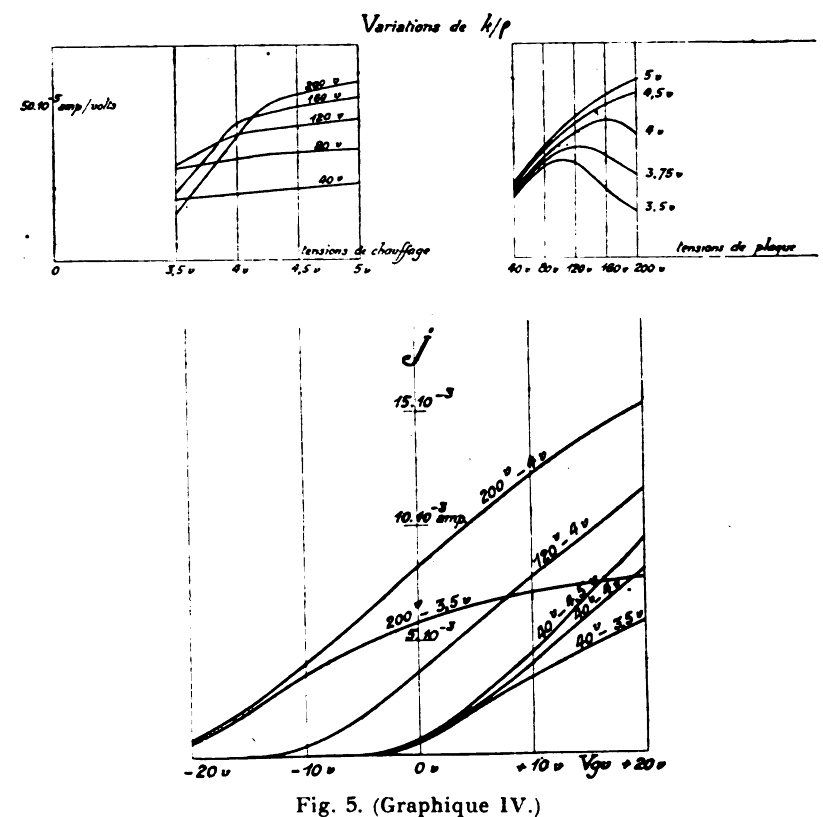


Fig. 5. (Graphique IV.)

de la tension de grille. Le rapport des deux grandeurs donnerait la valeur de $\frac{k}{\rho}$ correspondant aux conditions de l'expérience.

1) *Influence du chauffage.* — Quand on augmente le chauffage, à tension de plaque constante, on redresse la caractéristique (fig. 5), mais très peu dans sa partie inférieure. Au contraire, ce redressement est considérable dans la partie supérieure, puisque le coude supérieur se trouve reporté plus haut et plus à droite. Par suite, si la tension de plaque est faible, le coefficient angulaire de la caractéristique correspondant à une tension de grille nulle augmentera légèrement avec le chauffage. Si la tension de plaque est élevée, le point de fonction-

nement au début peut être déjà dans le coude supérieur; ce point se rapprochera du milieu de la caractéristique quand le chauffage augmentera. Par suite, $\frac{k}{\rho}$ augmentera donc d'abord très vite, puis de moins en moins vite quand on aura atteint la région droite de la caractéristique. Suivant les lampes, le phénomène peut être plus ou moins accentué.

Les courbes obtenues montrent qu'il y a intérêt à chauffer, mais cet intérêt en général se limite pratiquement à ce que le voltage aux bornes du filament ne descende pas au-dessous de 4 volts ou lui soit légèrement supérieur, notamment, si la tension de plaque est très élevée. Il est inutile d'exagérer le chauffage au risque d'abréger la vie de la lampe.

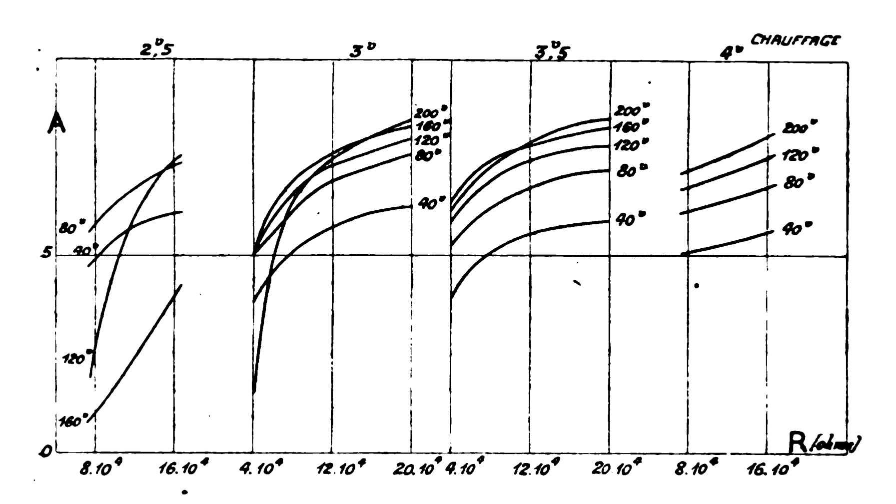
2) *Influence de la tension de plaque.* — Lorsque, à chauffage constant, on augmente la tension de plaque, la caractéristique en bloc se trouve déplacée vers la gauche. Par suite, le coefficient angulaire de la caractéristique au point correspondant à une tension de grille nulle croît d'abord, passe par un maximum pour décroître ensuite et de plus en plus quand on arrive sur le coude supérieur. Ce dernier effet sera évidemment d'autant plus sensible que le chauffage est plus faible et c'est bien ce que montrent les courbes. Le maximum a lieu pour une tension d'autant plus grande que le chauffage est plus fort.

Les courbes obtenues, tout en conservant la même allure, peuvent, bien entendu, varier sensiblement avec les diverses lampes. Pour être dans de bonnes conditions de fonctionnement, il faut utiliser une tension de plaque assez élevée, 120 ou 160 volts, c'est-à-dire utiliser pour la dernière lampe toute la tension dont on s'est servi pour les lampes précédentes de l'amplificateur. En outre, on pourra légèrement dépasser le chauffage normal, mais c'est là un point moins important. Par exemple, pour 4 volts et 40 volts, $\frac{k}{\rho}$ a une valeur de 22.10^{-5} amp./volts; pour 4 volts et 160 volts, il double, il passe à 45.10^{-5} amp./volts. Et pour 160 volts, la tension de chauffage atteignant 5 volts, il n'augmente plus que de 10 pour 100 de sa valeur.

Cependant, plus la tension de plaque sera forte, plus le chauffage devra être poussé si on veut que le point de fonctionnement reste dans la région droite de la caractéristique. Mais pour 120 ou 160 volts sur la plaque, le chauffage normal sera suffisant.

LAMPES A FAIBLE CONSOMMATION

Les graphiques V, VI, VII et VIII (fig. 7 et 8) se rapportent à des lampes radiomicro. Les courbes au premier abord paraissent assez différentes de celles obtenues avec les lampes ordinaires. Examinons,



Influence de R et de V sur A

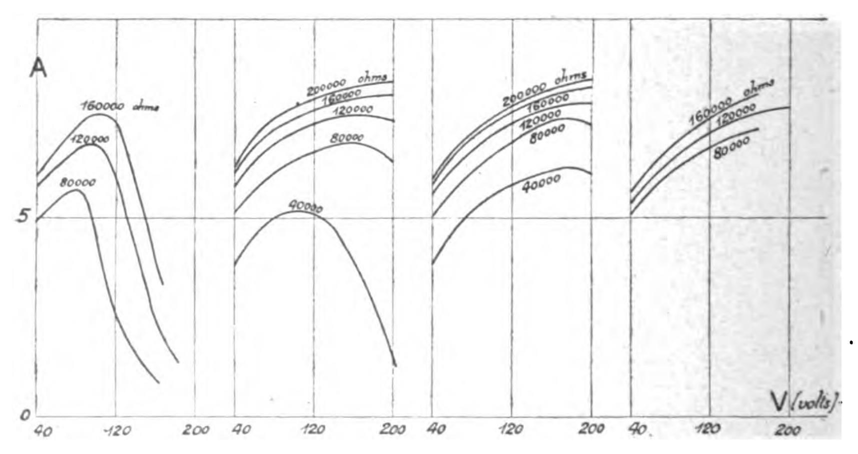


Fig. 7. (Graphiques V et VI.)

cependant, les résultats de plus près et comparons-les à ceux obtenus précédemment.

I. — Étude de A.

Influence de R. — Lorsque R croît, A croît également, d'abord rapidement, puis de moins en moins vite. On a, dans l'ensemble, des courbes ressemblant à celles des lampes ordinaires, donnant lieu aux mêmes remarques et aux mêmes conclusions. Cependant, l'allure en est un peu différente si, pour un chauffage donné, la tension de la batterie de plaque devient assez forte. C'est que la chute de tension le long de la résistance R n'étant plus assez grande, la tension effective de plaque reste suffisante pour que le point de fonctionnement se trouve dans le coude supérieur de la caractéristique. Pour un tel point $\frac{\rho}{k}$ est très grand et A peut être alors très faible.

Influence de V. — Si R est grand ou si le chauffage est fort, les courbes qui donnent A en fonction de V ressemblent à celles des lampes ordinaires. Sinon, A présente un maximum pour une valeur de la tension de la batterie de plaque d'autant plus grande que la résistance est plus élevée et le chauffage plus fort.

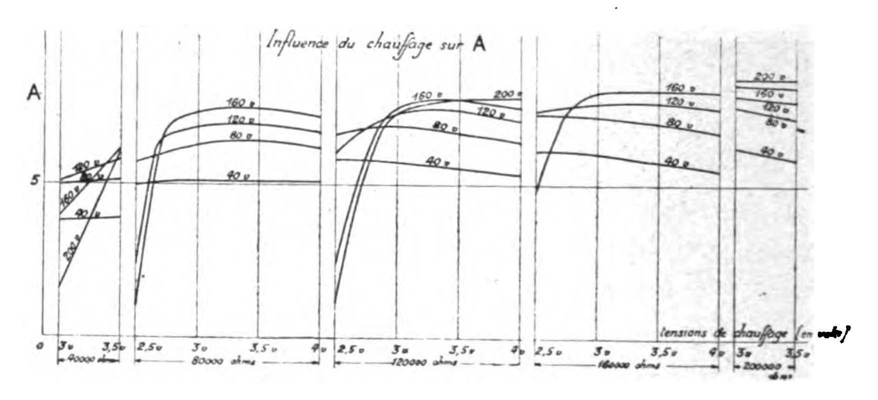
Au début, le point de fonctionnement est dans la partie inférieure de la caractéristique. La tension V de la batterie de plaque augmentant, il en est de même de la tension effective de plaque. Le point de fonctionnement arrive alors dans la région droite de la caractéristique; mais lorsque V continue à croître, on dépasse cette région si le chauffage est faible et on atteint le coude supérieur. $\frac{k}{\rho}$ est passé par un maximum et par suite A.

Influence du chauffage. — L'examen des courbes conduit à des remarques du même ordre que les précédentes. Il y a intérêt à ne pas laisser tomber la tension de chauffage au-dessous de 3 volts; mais, en général, on ne gagne rien à chauffer beaucoup plus. Pratiquement, on est dans de très bonnes conditions de fonctionnement en utilisant 120 000 ohms, 120 volts et une tension de chauffage de 3 à 3 volts et demi.

II. — Étude de $\frac{k}{\rho}$.

On retrouve les phénomènes observés avec les lampes ordinaires. Mais ici, ils sont plus accentués et, si l'on veut, plus complets. Pour de forts voltages et de faibles chauffages, on opère très loin dans le

coude supérieur des caractéristiques, tandis que dans les limites où nous avons fait notre étude, il n'en était jamais de même avec les lampes ordinaires. Lorsque la tension de la plaque est forte, $\frac{k}{\rho}$ diminue très rapidement en cas de baisse de la tension de chauffage. A cause de cela, il n'y a pas lieu d'utiliser une tension supé-



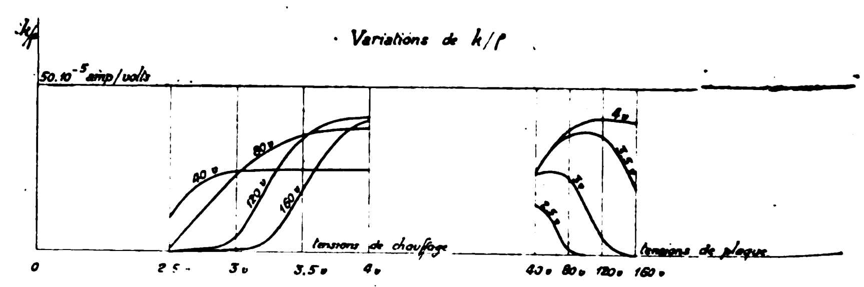


Fig. 8. (Graphiques VII et VIII.)

rieure à 80 volts. D'ailleurs, les meilleures conditions de fonctionnement sont à peu près réalisées avec 80 volts et une tension de chauffage de 3 v 5, et ceci sans courir le risque, en cas de baisse de celle-ci, d'une rapide diminution de l'amplification.

MERCIER.

PRÉSENTATION D'UN APPAREIL « BIREFLEXE » (¹)

Par A. CAZES

Professeur agrégé au Lycée de Chartres.

SOMMAIRE. — Les premières lampes d'un amplificateur travaillent peu. On peut améliorer le rendement en leur faisant jouer plusieurs rôles. L'utilisation d'un changeur de fréquence permet de faire travailler chaque lampe sur trois fréquences différentes. Un deuxième changement de fréquence permet d'éviter les difficultés qui subsistent.

On sait que les appareils à changement de fréquence par battements comportent un nombre élevé de lampes. A tort ou à raison, certains estiment qu'il y a là un pur gaspillage de matériel. Il est clair que, sauf la dernière basse fréquence, toutes les lampes — les sept autres — ont un très mauvais rendement. Les premières, en particulier, n'utilisent de leur caractéristique qu'une amplitude de quelques millivolts alors qu'elles pourraient se permettre une amplitude d'une vingtaine de volts sans détection. C'est pour tâcher d'obtenir une meilleure utilisation de ces triodes que nous avons cherché à faire travailler chaque lampe sur plusieurs fréquences. L'idée, certes, n'est pas neuve, et il a suffi de conjuguer dans notre brevet 601.524 (²) les deux principes fondamentaux : « Changement de fréquence », « Réflexion » que l'on trouve dans le si riche brevet Meissner de 1913. L'appareil présenté ce soir est fort loin de la perfection qu'on pourrait atteindre avec des moyens appropriés : harcelé par des difficultés de tous ordres, nous en avons hâté le montage sans en étudier la plupart des éléments pour un rendement maximum. Le montage d'étude pour lequel nous n'étions pas gênés par des questions d'ajustage a donné aisément des résultats très supérieurs.

A la vérité, il y a eu, au début, de très sérieux accrochages et il a fallu plus d'un an d'efforts pour établir les multiples causes d'échec et y remédier. Dans la figure 1 une tension u de fréquence f_1 est appliquée à la première grille. Le circuit bouchon a transmet Ku à la deuxième grille. Une tension K^2u apparaît aux bornes du bouchon a' ; elle est transmise à la grille de l'hétérodyne H accordée sur une fréquence voisine f'_1. La moyenne fréquence f_2 qui résulte de la détection-modulation est appliquée à la première grille par le transformateur t.

Les bouchons bb' accordés sur cette fréquence transforment les variations de courant en variations de tension amplifiée. Elles sont appliquées au détecteur d.

(¹) Communication faite à la S. A. T. S. F., séance du 14 avril 1926.
(²) Demandé aux États-Unis.

La basse fréquence f_3 qui en résulte est transmise à la première grille par le transformateur c'. Grâce à l'impédance à fer c on obtient enfin deux étages de basse fréquence et le téléphone T est actionné.

Toutes ces amplifications simultanées auront lieu sans déformation si, d'une part, les fréquences sont assez différentes et si la partie rectiligne des caractéristiques est seule utilisée pour qu'il n'y ait ni détection, ni modulation.

Comme nous l'avons déjà signalé à une récente réunion mensuelle

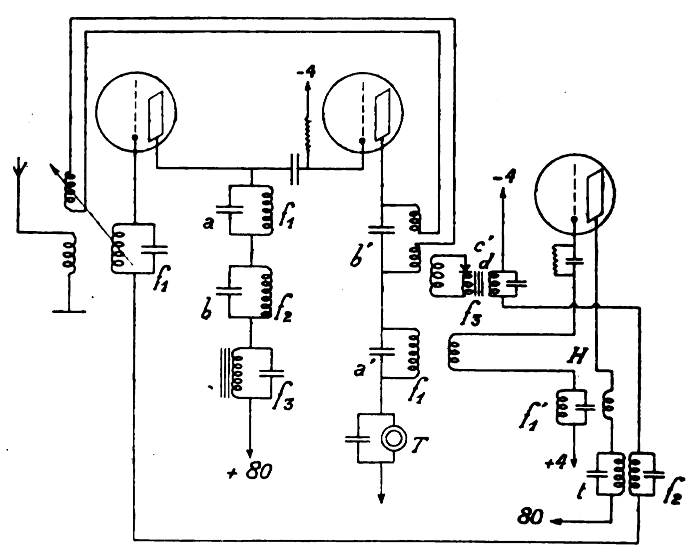


Fig. 1. (Les couplages haute fréquence sont variables.)

du Radio-Club de France, la stabilisation est obtenue de la façon suivante :

a) Presque automatiquement : la présence de l'hétérodyne a un effet manifeste, elle empêche dans une mesure très nette les oscillations de prendre naissance dans le système reflexe. C'est un des cas qu'ont étudiés MM. Brillouin et Fromy dans un mémoire paru dans *l'Onde Électrique* : « Influence du brouillage sur les récepteurs à réaction. »

b) Mais cet accroissement de résistance apparente ne suffit pas et on obtiendrait encore un beau vacarme dans le téléphone. Nous avons cru observer que les oscillations de réflexe comportant de la basse fréquence ont deux origines : accrochages en HF et en BF. La distinction paraît difficile au téléphone, car les premiers, après détection, donnent aussi des sons. Pour les mettre en évidence, nous avons utilisé un transformateur BF de réflexion à enroulements couplés

presque uniquement par le fer, la capacité entre primaire et secondaire étant très faible. Ceux-ci étaient shuntés par de fortes capacités court-circuitant toute tension H F. Suivant le sens du couplage des selfs on obtenait la puissante et pure note de l'hétérodyne musicale ou le son rauque résultant d'oscillations H F en couplage serré après détection. Celles-ci pouvaient être jugulées par une réaction de quelques tours de fil insérés dans le circuit *b'* et transmettant une composante H F en opposition au premier circuit. En employant d'autres modes de réflexion et de couplage ne comportant pas de selfs B F, les résultats ont été les mêmes.

On devra donc, d'une part, observer un sens convenable pour les connexions du transformateur B F de réflexion et, d'autre part, combattre l'effet de rétroaction par une réaction antagoniste convenable. En fait le montage est devenu silencieux et la réaction est très souple.

Une autre difficulté provient du fait que l'hétérodyne est accordée sur une fréquence f'_1 voisine de f_1. Quand, au cours des réglages, la fré quence de l'hétérodyne devient f_1 sur laquelle sont accordées les deux lampes précédentes, tout le système oscille bruyamment : on a en effet le schéma de l'émetteur avec oscillateur séparé. On évite radicalement ceci en faisant osciller l'hétérodyne sur un multiple de la fréquence désirée. — Nous revendiquons à cet usage tous les harmoniques, sauf le second qui a été découvert en Amérique.

Arrivés à ce point nous rencontrons un nouvel obstacle. Les deux premières lampes qui amplifient la fréquence incidente f_1 vont donner des résultats médiocres dans le cas des ondes courtes, d'autant plus qu'alors les accrochages sont plus à craindre.

Nous avons obtenu un fonctionnement satisfaisant en remplaçant le circuit accordé *a* par une self de choc apériodique à plots. Mais nous croyons qu'il y a avantage à opérer deux changements de fréquence pour les raisons suivantes. On peut aisément établir un excellent amplificateur « trois fréquences » (fig. 1) où l'onde f_1 est relativement grande. Tous les circuits sont accordés une fois pour toutes : trois réactions fixes sur fréquence f_1, sur hétérodyne f'_1 et sur fréquence f_2 peuvent être placées. La stabilité est parfaite et il n'y a aucun réglage à effectuer : l'appareil est absolument comparable à un ampli B F. (Nous avons réalisé un tel appareil sur table.)

Un changeur de fréquence est placé en avant et transforme toute onde incidente en onde f_1 uniquement par deux manœuvres, comme dans un superhétérodyne très ordinaire (sans première H F), mais avec une sélectivité beaucoup plus grande : elle n'est d'ailleurs pas suffisante pour entraîner une déformation par suppression d'une

partie des bandes de fréquences. Toutefois, il faut observer que les deux oscillateurs ne voisineraient pas impunément. Pour éviter les battements des harmoniques on recherchera pour la deuxième hétérodyne une onde aussi pure que possible. Comme il résulte des beaux oscillogrammes de MM. Mesny et Dufour, on utilisera l'alimentation plaque en parallèle et un couplage très faible. Puis on mettra cet oscillateur en cage et on achèvera d'étouffer les harmoniques gênants par un filtre. Avec cinq lampes au maximum on peut réaliser un appareil extrêmement puissant et sélectif. Peut-être même quatre lampes suffiraient en disposant de moyens de fabrication et d'une habileté que, hélas! nous n'avons pas.

Notons enfin que les trois circuits *a*, *b*, *c* peuvent alors se remplacer par une unique résistance de 100 000 ohms. A condition d'augmenter la tension plaque, on a des résultats du même ordre, avec une stabilisation plus facile.

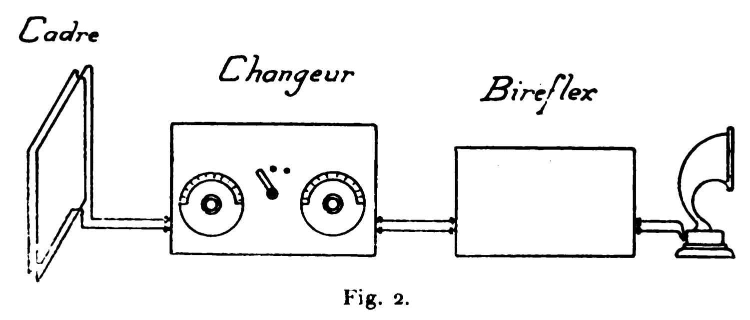


Fig. 2.

Le détecteur *g* indiqué comme étant un cristal peut sans difficulté se remplacer par une lampe. Enfin comme changeur de fréquence on prendra avantageusement une lampe bigrille, soit avec le montage de Mare, soit avec un de nos montages (brevet non délivré) qui s'en distingue en ce qu'il n'y a aucun couplage (résistance négative) et que le circuit plaque ne contient que la batterie haute tension.

Pour terminer, j'ai le devoir — bien agréable — de remercier les Etablissements Ducretet pour l'aimable accueil que j'ai toujours reçu chez eux. Egalement, pour les indications bibliographiques qu'il a bien voulu me fournir, M. Meissner, l'inventeur de l'appareil connu en Allemagne depuis 1913 sous le nom de : « amplificateur à fréquence intermédiaire ». Enfin, je remercie la Société des Amis de la T. S. F. de m'avoir procuré ce soir l'occasion et le grand honneur de présenter cet appareil.

A. Cazes.

ÉTABLISSEMENT D'UN NOUVEAU CANEVAS DE POSITIONS GÉOGRAPHIQUES

Par R. JOUAUST

SOMMAIRE. — Une opération mondiale de détermination de longitudes va être entreprise sous les auspices des Unions internationales d'Astronomie et de Géophysique.

Pour cette opération qui nécessite une connaissance exacte de l'heure du méridien d'origine, on aura recours, pour transmettre cette heure, aux derniers perfectionnements de la radiotélégraphie. L'article ci-dessous donne quelques renseignements sur les conditions dans lesquelles cette opération va être exécutée.

Le projet de ce très important travail scientifique avait été soumis en 1920 par le *Bureau des Longitudes aux Unions internationales d'Astronomie et de Géodésie-Géophysique*, sur la suggestion du général Ferrié auquel fut confiée la présidence de la commission internationale chargée d'étudier et de préparer l'opération (¹).

Cinquante observatoires ou stations astronomiques appartenant à vingt-cinq nations différentes y prendront part.

Ces observatoires ou stations sont divisés en deux groupes : le premier comprenant les points susceptibles d'être compris dans des polygones dont l'erreur de fermeture permettra de connaître la précision obtenue dans l'opération ; le second comprenant les points qu'on se bornera à rattacher à l'une des stations du premier groupe.

Le polygone fondamental sera constitué par les observatoires d'Alger, de Shanghaï (²) et de San Diégo (Californie), qui sont à peu près équidistants et placés sur le même parallèle, situation qui présente une sérieuse importance au point de vue astronomique.

Les observatoires et stations prenant part à l'opération sont les suivants :

Australie. — Observatoires de Melbourne (1ᵉʳ groupe), Sydney (1ᵉʳ groupe) et Adelaïde (1ᵉʳ groupe).

Belgique. — Observatoire d'Uccle (2ᵉ groupe).

Brésil. — Observatoire de Rio-de-Janeiro (2ᵉ groupe).

Canada. — Observatoire d'Ottawa (1ᵉʳ groupe), station astronomique de Vancouver (1ᵉʳ groupe).

(¹) G. Ferrié. Etablissement d'un nouveau canevas des positions géographiques des points principaux de la surface de la terre, *Onde Electrique*, tome I, pp. 81-89, février 1922.

(²) Observatoire créé et desservi par les Pères Jésuites français.

Cap. — Observatoire du Cap (2e groupe).

Ceylan. — Observatoire de Colombo (2e groupe).

Chine. — Observatoire de Shanghaï (1er groupe) et peut-être les observatoires chinois de Pékin et de Tsingtao.

Colonies Françaises. — Observatoire de Saïgon (2e groupe). Plusieurs stations astronomiques en Indo-Chine (2e groupe). Une station astronomique en Afrique Occidentale (2e groupe). Observatoire de Ksara (Syrie) (2e groupe).

Danemark. — Station astronomique du Service géodésique, près de Copenhague (2e groupe).

Egypte. — Observatoire d'Helouan (2e groupe).

Espagne. — Observatoire de Madrid (1er groupe) et de San Fernando (1er groupe).

États-Unis. — Observatoire naval de Washington (1er groupe). Stations astronomiques de San Diégo (1er groupe), d'Honolulu (1er groupe) et de Manille (1er groupe). Observatoire Lick (1er groupe).

France. — Observatoires de Paris (1er groupe) et d'Alger (1er groupe).

Grande-Bretagne. — Observatoires de Greenwich (1er groupe) et d'Édimburgh (1er groupe).

Grèce. — Observatoire d'Athènes (2e groupe).

Indes Britanniques. — Observatoire de Dehra-Dun (1er groupe).

Indes Néerlandaises. — Observatoire de Lembang (Java) (1er groupe).

Italie. — Observatoire de Capodimonti (Naples) (1er groupe) et stations astronomiques de Gênes (1er groupe) et de Mogadiscio (Erythrée) (1er groupe).

Japon. — Observatoire de Tokio (1er groupe) et plusieurs stations astronomiques (2e groupe).

Maurice (Ile). — Observatoire de Vacas (2e groupe).

Mexique. — Observatoire de Tacubaya (2e groupe) et plusieurs stations astronomiques.

Norvège. — Station astronomique d'Oslo (2e groupe).

Nouvelle-Zélande. — Observatoire de Wellington (1er groupe).

Portugal. — Observatoires de Coimbra (1er groupe) et de Lisbonne (1er groupe) et stations astronomiques de Lourenço-Marquez, de Loanda et des Iles du Cap Vert (2e groupe).

Serbie. — Station astronomique du Service géographique (Belgrade) (2e groupe).

Siam. — Station astronomique de Bangkok (2e groupe).

Suède. — Observatoire d'Upsal (2e groupe).

Suisse. — Observatoire de Neuchâtel (2e groupe) et station astronomique de Zurich (2e groupe).

Tchécoslovaquie. — Observatoire de Prague (2e groupe).

Le personnel et le matériel nécessaires dans chaque observatoire ou station doivent être fournis par le pays intéressé.

Les signaux radiotélégraphiques (battements rythmés qui seront reçus par enregistrement ou à l'oreille) destinés à la comparaison des pendules installées dans les divers observatoires ou stations astronomiques, seront émis par les stations radiotélégraphiques suivantes (les heures sont exprimées en temps moyen de Greenwich) :

Annapolis (17 145 m.). — Trois émissions : de 20 h. 10 à 20 h. 15, de 3 h. 10 à 3 h. 15, de 10 h. 10 à 10 h. 15.

Bellevue ou Arlington (24 m. 9 et 74 m. 9). — Trois émissions : de 20 h. 20 à 20 h. 25, de 3 h. 20 à 3 h. 25, de 10 h. 20 à 10 h. 25.

Honolulu (11 500 m.). — Trois émissions : de 20 h. 30 à 20 h. 35, de 3 h. 30 à 3 h. 35, de 10 h. 30 à 10 h. 35.

Honolulu (36 m. 5). — Trois émissions : de 20 h. 40 à 20 h. 45, de 3 h. 40 à 3 h. 45 et de 10 h. 40 à 10 h. 45.

Saïgon (15 800 m. ou 20 800 m. et 25 m.). — Deux émissions : de 11 h. 30 à 11 h. 35 et de 19 heures à 19 h. 5.

Bordeaux (18 900 m.). — Deux émissions : de 8 h. 1 à 8 h. 6 et de 20 h. 1 à 20 h. 6.

Issy (près Paris) (32 m.). — Deux émissions (transmises simultanément avec celles de Bordeaux).

Tour Eiffel (2 650 m.). — Deux émissions : de 9 h. 31 à 9 h. 36 et de 22 h. 31 à 22 h. 36.

Les observatoires astronomiques du polygone fondamental (Alger, Shanghaï et San Diégo), ainsi que ceux de Paris, Greenwich, Washington s'efforceront d'enregistrer tous les signaux transmis par les émissions ci-dessus de manière à permettre à un point quelconque du 2e groupe de se rattacher directement à l'un quelconque d'entre eux.

Nous n'entrerons pas dans le détail des précautions prises pour assurer une précision aussi grande que possible dans la partie purement astronomique des opérations, renvoyant sur ce sujet à l'article du général Ferrié.

Nous nous bornerons à rappeler que les déterminations astronomiques de l'heure seront faites simultanément dans les observatoires du polygone fondamental au moyen de lunettes méridiennes et d'astrolabes (1) à prisme.

Dans deux de ces observatoires (Alger et Shanghaï), le service des instruments sera assuré par des astronomes français.

A l'observatoire de San Diégo, les astronomes des États-Unis emploieront la lunette méridienne, les déterminations de l'astrolabe à prisme ayant été confiées à un astronome français.

Le dépouillement et la discussion des résultats des observations et comparaisons demanderont un délai de deux années.

Il n'est pas douteux que ces résultats ne conduisent à des conclusions fort intéressantes relativement aux divers mouvements du globe terrestre. On sait déjà par des déterminations de latitude que les pôles de la terre ne sont pas fixes, mais semblent animés d'un mouvement assez complexe.

Les comparaisons faites au cours de ces dernières années dans les grands observatoires entre les heures déterminées par chacun d'eux ont montré parfois l'existence de différences que les erreurs expérimentales ou les phénomènes de réfraction ne suffisent pas à expliquer.

Diverses hypothèses ont été émises à cette occasion, notamment celle de l'existence d'irrégularités dans le mouvement de rotation de la terre, soit sous l'effet des marées, soit sous celui d'un allongement du globe dans le sens du déplacement du système solaire et aussi du déplacement de la Galaxie à laquelle il appartient, dans la direction du Cocher.

L'opération qui va s'effectuer apportera des matériaux nouveaux pour l'étude de cette difficile question.

Enfin, elle permettra de préciser les positions relatives, parfois insuffisamment connues, des divers observatoires sur l'ellipsoïde terrestre.

Une opération semblable, reprise dans quelques années, permettrait de voir si ces positions relatives ont changé.

---

(1) L'astrolabe à prisme dont l'invention ne remonte qu'à quelques années est due à deux Français, M. Claude, astronome à l'observatoire de Montsouris, et M. l'ingénieur hydrographe en chef Driencourt.

S'il en était ainsi, on trouverait là, sinon une confirmation absolue, du moins un commencement de preuve de la théorie émise récemment par le géologue allemand Wegener.

On sait que d'après ce dernier les continents n'ont pas une position fixe, mais dérivent en quelque sorte sur les mers. On conçoit que pour vérifier cette théorie dans un temps très court, la connaissance exacte des coordonnées géographiques de divers points du globe est nécessaire.

Or, pendant longtemps les opérations de détermination de longitudes avaient manqué de précision par suite de la difficulté de connaître l'heure du méridien origine, heure qu'on ne pouvait déterminer qu'au moyen de chronomètres garde-temps qu'on transportait et dont on étudiait soigneusement la marche.

La radiotélégraphie, en permettant de faire connaître instantanément à des distances très éloignées l'heure d'un observatoire, a modifié profondément la technique de l'opération de la détermination des longitudes.

L'heure du méridien origine est connue aujourd'hui aussi bien, sinon mieux, que l'heure locale et on peut être certain que l'opération entreprise sous les auspices des Unions internationales d'Astronomie et de Géophysique à la suggestion de notre Bureau des Longitudes conduira à des conséquences scientifiques de la plus haute importance.

R. JOUAUST.

5[e] Conférence de Documentation

PROPAGATION DES ONDES COURTES [1]

Par R. MESNY

Professeur d'Hydrographie de la Marine.

SOMMAIRE. — L'auteur rappelle d'abord les phénomènes qui caractérisent la propagation des ondes courtes : grandes portées, zones de silence, influence de la nuit et des saisons. Il expose ensuite les théories émises pour les expliquer ; après avoir indiqué les hypothèses sur lesquelles s'appuient les physiciens pour justifier l'existence d'une couche conductrice dans la haute atmosphère, il étudie la propagation des ondes en milieu ionisé et montre comment celles-ci sont réfléchies ou réfractées vers la terre : il en déduit l'explication approchée des phénomènes observés. Il donne enfin quelques renseignements sur les expériences de vérification des théories et montre les divergences manifestes qui existent encore entre l'observation et les conséquences des théories proposées.

I. — FAITS D'OBSERVATION

1. **Ce que nous entendons par ondes courtes.** — Dans ce chapitre, nous nous occuperons en principe, et sauf indications contraires, des ondes dont la longueur est comprise entre 10 mètres et 150 mètres environ, ce qui correspond à des fréquences de 3.10^7 et 2.10^6 cycles par seconde.

Ces limites n'ont, bien entendu, rien d'absolu et les ondes de 300 et 400 mètres, par exemple, ont avec les précédentes de nombreuses propriétés communes. Cependant des modifications assez profondes apparaissent entre 100 et 200 mètres, et, d'autre part, on ne possède actuellement aucun renseignement certain sur la propagation à grande distance des ondes plus courtes que 10 mètres.

2. **Grande portée des ondes courtes.** — Un des faits les plus marquants parmi tous ceux auxquels donne lieu l'observation des ondes courtes est leur portée considérable. Jusqu'à ces dernières années, on n'avait employé dans la pratique courante que des ondes d'une longueur au moins égale à 300 mètres ; encore les plus courtes étaient-elles réservées à des services peu importants, ce qui limitait beaucoup l'intérêt qu'on leur portait et la connaissance que l'on en avait.

L'observation avait montré que le champ électrique d'un émetteur travaillant sur des ondes de longueur supérieure ou égale à 500 mètres

[1] Conférence faite à la Société des Amis de la T. S. F., le 11 mai 1926.

environ pouvait être grossièrement représentée par la formule semi-empirique d'Austin (**3**, **1**, **13**).

$$\mathcal{E} = \frac{120\,\pi\,h\,i}{\lambda\,D}\,e^{-0{,}0015\frac{\sqrt{\lambda}}{D}}$$

h, hauteur effective de l'antenne en mètres; i, intensité à sa base en ampères; λ, longueur d'onde et D distance, toutes deux en kilomètres; $\mathcal{E}$ est donné en microvolts par mètre.

Avec les ondes courtes, cette formule n'a plus aucun sens; c'est par des facteurs de l'ordre de 10^{20}, 10^{30} et même bien davantage, qu'il faut multiplier les résultats qu'elle fournit pour avoir ceux de l'observation ; il y a comme une solution de continuité et l'on doit s'attendre à rencontrer avec les ondes courtes des phénomènes nouveaux.

Pour fixer les idées sur les portées, disons qu'on a pu traverser l'Atlantique avec une puissance d'émission de 2 watts et qu'il arrive assez fréquemment d'atteindre les antipodes avec une centaine de watts. Des communications sûres — au moins pendant une partie de la journée — peuvent être établies à une distance de 5 000 à 6 000 kilomètres avec une puissance de 2 ou 3 kilowatts, alors que les ondes longues exigent pour couvrir la même distance plus de 100 kilowatts.

3. **Influences du jour et de la nuit.** — D'une façon générale, les ondes courtes se propagent beaucoup mieux la nuit que le jour. Déjà sur les ondes très longues de 10 000 et 15 000 mètres, on observe, la nuit, des champs dont la valeur peut atteindre en moyenne deux ou trois fois celles de jour; cet effet s'accentue à mesure que la longueur d'onde diminue.

Dans le voisinage de 100 mètres il devient tel qu'avec un poste de 150 à 200 watts, il est presque impossible de passer des signaux le jour à quelques centaines de kilomètres, alors que de nuit l'intensité de la réception est extrêmement forte à plusieurs milliers de kilomètres.

Si l'on descend davantage dans la gamme des longueurs, on rencontre à partir de 60 à 75 mètres toute une série de phénomènes nouveaux sur lesquels nous reviendrons; mais on constate aussi que la propagation de jour devient meilleure : sur des ondes de 10 à 30 mètres en particulier, on peut franchir plusieurs milliers de kilomètres en plein jour avec une puissance de l'ordre de 100 watts; avec quelques centaines de watts on peut établir un trafic régulier à 2 000 kilomètres.



Cependant les phénomènes sont si complexes qu'il n'est pas encore possible de les cataloguer et de présenter un tableau méthodique de leur ensemble; on risquerait de déformer certains faits et de donner une idée fausse de leurs relations; c'est un défaut dans lequel il nous paraît que l'on est déjà trop souvent tombé, grâce à des généralisations hâtives.

Il ne faut donc pas considérer les indications ci-dessus comme l'expression absolue de quelques lois empiriques de la propagation, mais seulement comme celle de tendances, d'ailleurs très certaines, que manifestent les ondes de différentes longueurs.

Chacun connaît aujourd'hui assez d'exemples relatifs à la propagation des ondes courtes pour que nous puissions nous limiter ici à des généralités. Rappelons seulement que l'on trouvera dans les articles de Colmant (**7**), de Lardry (**19, 20, 21**) et de Delcambre et Bureau (**6**), toute une série de faits très nets qui illustrent les tendances que nous signalons et montrent en même temps les restrictions qu'il convient de faire.

4. **Zones de silence.** — Les ondes les plus courtes de la gamme que nous examinons — de 10 à 30 mètres par exemple — portent, avons-nous dit, à des distances considérables, même de jour. Mais s'il est facile de les recevoir en des lieux situés à quelques milliers de kilomètres de l'émetteur, il est en revanche pratiquement impossible de déceler l'existence des signaux à quelques centaines et même parfois à quelques dizaines de kilomètres. La limite inférieure de cette zone dépend de la puissance de l'émetteur, mais on ne gagne pas grand'-chose à augmenter cette dernière.

Quant à la limite supérieure, celle à partir de laquelle les signaux reparaissent, elle varie en sens inverse de la longueur d'onde et ne dépend pas beaucoup non plus de la puissance; cette limite peut atteindre plusieurs milliers de kilomètres. Taylor estime, d'après les essais effectués aux États-Unis, que les zones des nuits d'hiver sont plus étendues que celles d'été qui vont elles-mêmes plus loin que celles de jour (**16, 17, 35**). La figure 1 donne, d'après cet auteur, la valeur des zones de silence pendant le jour.

Pour les ondes plus longues, celles de 40, 50..., jusque vers 70 mètres, les phénomènes changent d'aspect; de jour il n'y a plus de zone de silence nette, comme si celle-ci s'atténuait au point de disparaître, mais à la tombée de la nuit on la retrouve généralement.

Des expériences très soignées, dirigées par Lecroart, ont été faites à la Radiotélégraphie militaire sur des ondes comprises entre 37 et

82 mètres. En particulier, de janvier à août 1925, plusieurs émissions eurent lieu chaque jour, dont quelques-unes de longue durée; elles ont montré l'existence — au moins pendant l'hiver — de zones de silence

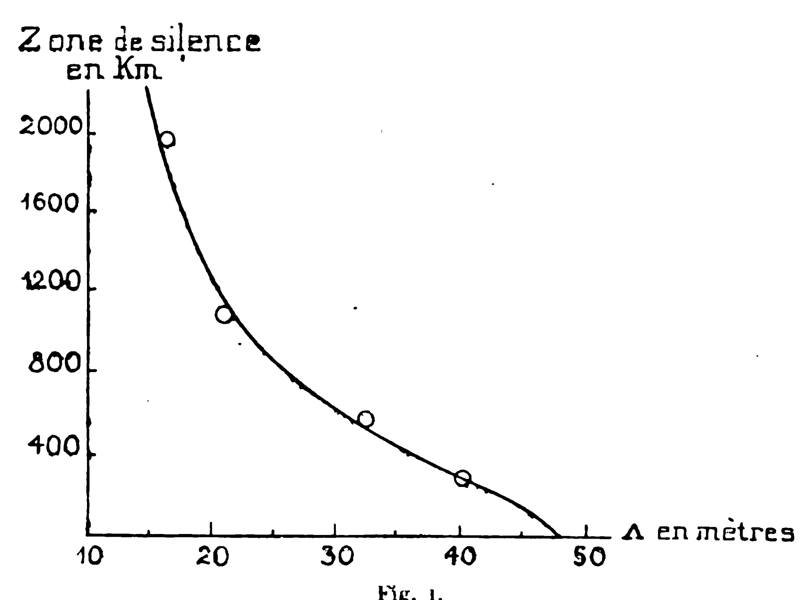


Fig. 1.
Limite supérieure des zones de silence en fonction de la longueur d'onde (d'après Hulburt et Taylor).

nocturnes qui, pour l'onde de 50 mètres, s'étendaient entre 150 et 450 kilomètres environ ([1]).

5. **Évanouissements.** — On désigne sous ce nom des disparitions ou des affaissements momentanés des signaux; les durées de ces évanouissements sont extrêmement variables pour une même émission, et ils sont fonction de la longueur d'onde. Ils ont été étudiés en particulier par le Bureau of Standards (**9**), par Pickard (**30**) et Lardry (**19**, **20**, **21**).

Ces observateurs se sont surtout occupés des ondes de 200 à 500 mètres; cependant Lardry, dans sa dernière étude, et Pickard ont donné quelques indications sur les ondes de moins de 100 mètres.

([1]) M. Lecroart n'a pas encore publié les résultats de ses expériences; il a bien voulu nous autoriser à utiliser ses notes dont nous avons reproduit de nombreuses parties dans *Les Ondes Electriques Courtes* (**26 bis**), où nous avons traité en détail plusieurs questions que nous n'avons pu qu'effleurer ici.



Les phénomènes se produisent surtout la nuit, mais ils existent aussi pendant le jour quoique à un degré bien moindre.

La durée des évanouissements varie, en général, entre quelques minutes et quelques secondes ou même une fraction de seconde. Leur importance et leur fréquence paraissent passer par un maximum accentué pour les ondes de 200 à 250 mètres. Sur les ondes les plus courtes, inférieures à 100 mètres, les évanouissements dont la durée est de l'ordre de la minute sont rares et parfois ceux qui durent seulement une fraction de seconde existeraient seuls. Lardry (**19**) signale que ces évanouissements rapides peuvent ne durer que le temps d'un point par exemple et ce serait la cause qui ferait dire à beaucoup d'observateurs que l'évanouissement disparaît complètement sur les ondes les plus courtes; Esaü émet la même opinion (**11**).

Pickard fait ressortir l'influence de la distance de transmission. Jusqu'à une distance d'une cinquantaine de kilomètres (limite très grossière), les évanouissements augmenteraient seulement en intensité, sans changement de caractère. Pour des distances supérieures, ceux dont la durée varie entre quelques secondes et une ou deux minutes deviennent moins fréquents, tandis que s'accentuent ceux dont la durée va de une ou deux minutes à une dizaine de minutes.

Les observations de Pickard portent sur des stations situées entre 11 et 800 kilomètres. Aucun de ses enregistrements ne montre une diminution de l'intensité des évanouissements pour les grandes distances. Cependant c'est une opinion assez répandue qu'aux grandes distances l'évanouissement s'atténue beaucoup.

Aux très petites distances, à une dizaine de kilomètres par exemple, il y a encore, d'après Pickard et Appleton et Barnett (**41**), des variations d'intensité pouvant atteindre 10 °/₀ à une dizaine de kilomètres, et ces variations présentent la même allure que celles plus importantes observées plus loin. Ce point est intéressant en ce qui concerne les tentatives d'explications.

Une remarque importante faite par tous les observateurs, Pickard et Lardry (**20**) en particulier, est que ce phénomène est tout à fait local : des observateurs situés à quelques centaines de mètres constatent des évanouissements entièrement différents sur le même émetteur. Il faut ajouter qu'un même observateur trouve aussi, au même moment, sur diverses émissions de même longueur d'onde des résultats différents.

6. **Influences saisonnières et géographiques.** — Nous avons déjà signalé que Taylor avait constaté un élargissement des zones de

silence en hiver; tous les observateurs ont remarqué l'influence de la saison. Citons Colmant dans ses essais de longue durée entre Paris et Alger (**7**), et Lecroart qui a vu disparaître en été la zone de silence de nuit des ondes de 50 mètres (**26** *bis*). Marconi rattache ces variations à celles de la hauteur moyenne du soleil au-dessus de l'horizon le long du parcours des ondes (**24**).

Des différences importantes existent aussi dans les communications entre différentes régions : Delcambre et Bureau ont noté des zones de mauvaise propagation dans l'Atlantique nord (**6**), Taylor et Hulburt (**16**) signalent l'impossibilité de communiquer entre Washington et le Groenland sur certaines ondes.

II. — THÉORIES

7. **Hypothèses d'une couche conductrice dans la haute atmosphère.** — Dès que l'on commença à obtenir de grandes portées en radiotélégraphie, on se préoccupa de rechercher par quel processus les ondes pouvaient contourner la terre. Des mathématiciens éminents étudièrent la diffraction ; après bien des essais successivement retouchés par les uns et les autres, Watson (**38**) et Van Der Pol (**37**) obtinrent des résultats définitifs : La diffraction ne pouvait rien expliquer, elle ne donnerait lieu qu'à des champs négligeables par rapport à ceux observés.

En même temps que l'on effectuait ces recherches théoriques on se préoccupait d'attribuer un rôle à l'atmosphère dans la propagation. En 1902, presque simultanément, Kennelly (**54**) et Heaviside (**53**) émettaient l'hypothèse d'une couche conductrice existant dans la haute atmosphère; les ondes se propageraient alors entre deux sphères conductrices entre lesquelles l'énergie resterait emmagasinée. Cette hypothèse a été développée depuis ; elle constitue actuellement la base d'une doctrine très répandue et dont la vraisemblance augmente chaque jour.

Entre temps, Kiebitz (**8**) et Fleming avaient pensé à rechercher dans les variations d'indice des gaz de l'atmosphère une explication analogue à celle de la réfraction astronomique qui incurve les rayons vers la terre.

Depuis, Guinchant (**14**) a repris cette question ; il estime que des « rayons » électromagnétiques quittant le sol sous des incidences voisines de 90° s'incurveraient suffisamment pour y revenir à des distances dépendant de cette incidence ; il a calculé le tableau suivant

dans lequel α est l'angle du rayon avec le sol au départ, et D la distance à laquelle il revient sur la terre (1).

α	10′	20′	30′	60′	80′	
D	180	380	500	1670	5270	Km

Quoique la couche conductrice de Kennelly ne rende pas compte de tous les phénomènes observés et qu'elle ne réponde pas encore à quelque chose de très précis, elle paraît plus commode pour l'explication des phénomènes de propagation. Cependant ce serait une faute de négliger complètement le point de vue de Guinchant qu'il faudrait examiner à nouveau si de nouvelles mesures nous apportaient des précisions sur les constantes diélectriques des gaz pour les fréquences radioélectriques. Ce physicien poursuit actuellement des mesures de pouvoir inducteur spécifique des gaz pour les fréquences radiotélégraphiques et ses premiers résultats sont favorables à l'influence qu'il invoque (**8**).

Les phénomènes qui nous occupent ne sont pas les seuls qui conduisent à l'hypothèse d'une couche conductrice. On sait que Schuster établit en 1907 (**59**) une théorie des variations à courte période du magnétisme terrestre basée sur l'existence d'une semblable couche. Birkeland et Störmer ont été amenés à des considérations du même genre pour l'explication des aurores polaires.

Nous ne saurions nous étendre ici sur des sujets dont la connaissance est néanmoins fort utile pour suivre les théories actuellement ébauchées et en apprécier la vraisemblance. Nous renverrons pour de plus amples renseignements au traité d'électricité atmosphérique de Chauveau (2) et à l'ouvrage de Bouthillon sur la propagation (3).

On trouvera des renseignements plus à jour dans le compte rendu de discussions qui ont eu lieu sur ces questions en novembre 1924 et mars 1926 à la « Physical Society of London » (**46**, **47**) et dans laquelle C. Chree, C. T. R. Wilson et S. Chapman ont exposé leurs points de vue.

8. **Constitution de la couche conductrice.** — Avant d'étudier le mode d'action de cette couche conductrice il est néan-

(1) Ces valeurs sont obtenues dans le cas d'un sol plan, mais l'auteur pense qu'avec les ondes radioélectriques il est possible d'assimiler la surface sphérique de la terre à un plan, en raison de la façon dont celles-ci se comportent en présence d'une surface conductrice.

(2) Chauveau, *Electricité atmosphérique*, 3e fascicule, 1924.

(3) Bouthillon, *La propagation des ondes électromagnétiques à la surface de la terre*.



moins indispensable de jeter un coup d'œil sur la nature que lui attribuent les différents auteurs ; on verra que leurs vues ne sont pas toujours concordantes et qu'elles manquent de précision. On ne saurait les en blâmer car les moyens d'investigation font complètement défaut dès qu'il s'agit d'entrer dans le détail, mais il faut être au courant de ces flottements pour éviter une confiance aveugle et pour connaître les points faibles vers lesquels doivent se porter les efforts des chercheurs.

Examinons d'abord les causes qui peuvent rendre la haute atmosphère conductrice, en provoquant l'ionisation des gaz qui la constituent.

Svante Arrhenius pensait les trouver dans le bombardement de notre atmosphère par des particules cosmiques chassées du soleil par la pression de radiation de sa lumière (**42**), Vegard les voyait dans des rayons α provenant également du soleil (**61**), Birkeland et Störmer estimaient que l'agent ionisant est constitué par des rayons β émis eux aussi par le soleil.

Nordmann pense pouvoir rejeter les deux premières hypothèses (**57**), incompatibles avec la simultanéité des orages magnétiques et des phénomènes se produisant dans les taches solaires, mais cette simultanéité est loin d'être établie.

En dehors de ces causes permanentes [1], il faut encore citer les rayons ultra-violets du soleil qui agiraient pendant le jour sur les couches élevées, et l'action des nuages électrisés qui pourraient vraisemblablement produire un effet notable jusqu'à des hauteurs d'une centaine de kilomètres (C. T. R. Wilson) (**64**).

Nous avons signalé plus haut les différences considérables qui marquent le passage du jour à la nuit en ce qui concerne la propagation. Si l'on attribue à la couche conductrice le rôle capital dans la propagation, il faut montrer que des modifications importantes s'y produisent, suivant qu'elle est ou non éclairée.

Les rayons ultra-violets sont tout prêts à fournir l'explication nécessaire et Elias a examiné la question d'assez près par le calcul (**50**, **51**). Il obtient des résultats très vraisemblables en ce qui concerne la hauteur de la limite inférieure des régions ionisées de jour et de nuit ; mais il ne peut pas expliquer par suite de quels phénomènes la hauteur de cette limite varierait si rapidement quand le soleil disparaît derrière l'horizon.

---

[1] Les particules chargées lancées par le soleil n'atteignent pas la terre uniquement du côté éclairé. Störmer a, en effet, montré qu'elles décrivent des trajectoires fort compliquées qui peuvent se terminer sur la face nocturne (**40**).



Un autre point important est la nature de la transition entre les régions fortement ionisées et celles qui ne le sont pratiquement plus. On parle souvent de réflexion pure et simple des ondes, comme sur un miroir optique [1], mais une telle réflexion exigerait une démarcation bien nette entre les deux régions.

Fleming, adoptant les vues de Svante Arrhenius, avait montré que les particules cosmiques ionisantes pouvaient s'arrêter assez brusquement au moment où elles atteignent des gaz dont la pression est de 10^{-4} atmosphères environ (**52**); une discontinuité dans la viscosité des gaz se place en effet au voisinage de cette pression.

Les calculs d'Elias le conduisent aussi à une variation assez rapide ; l'ionisation permanente passerait de 0 à 10^6 entre 80 et 88 kilomètres de hauteur ; l'ionisation variable de jour passerait de 0 à 10^6 entre 45 et 58 kilomètres.

Enfin, Vegard a émis récemment l'hypothèse que la haute atmosphère, au lieu de contenir de l'hydrogène et de l'hélium, serait constituée par des poussières d'azote solide à partir d'une hauteur de 100 kilomètres environ. Au-dessus, ce serait de l'azote gazeux et la surface de séparation nettement tranchée constituerait le miroir réfléchissant les ondes (**62**). Cette hypothèse déduite de l'observation du spectre des aurores a été combattue par Mc. Lennan qui a montré que les raies observées par Vegard pouvaient également provenir d'un mélange de vingt parties d'hélium et une partie d'oxygène.

Nous verrons dans un moment que l'on a plutôt tendance actuellement à considérer le milieu ionisé comme un milieu réfringent qui courberait les rayons électromagnétiques à la manière dont l'air de densité variable courbe les rayons lumineux pour produire la réfraction astronomique ou le mirage. Il est alors intéressant de connaître l'épaisseur des couches ionisées et leur teneur en ions; mais il n'y a pas davantage de précision sur ces questions. Schuster, dans sa théorie des variations du magnétisme terrestre (**59**), avait besoin d'une couche de conductivité 10^{-13} U. E. M. et d'une épaisseur de 300 kilomètres, Chapman (**44**) demande une conductivité huit fois plus forte environ, Chree, s'appuyant sur la hauteur des nappes supérieures des aurores polaires, parle d'épaisseurs de 600 kilomètres (**45**).

---

(1) C'est avec une hypothèse de ce genre que l'on paraît avoir cherché les premières vérifications de l'existence de la couche. Par exemple, Watson fit le calcul complet de la propagation entre deux sphères conductrices (**63**) et trouva des formules d'accord avec l'observation en donnant à la couche supérieure nettement tranchée, une conductivité égale à 2.10^{-14} U. E. M. Rappelons que la conductivité de la mer est environ 10^{-11} et que celle du sol est généralement comprise entre 10^{-13} et 10^{-14}.

Les observations des physiciens norvégiens, de Störmer en particulier, permettent de fixer à 90 kilomètres environ la limite inférieure des couches ionisées dans lesquelles se produisent les aurores boréales (**60**).

9. **Réfraction ionique.** — Au lieu d'admettre une surface nette de discontinuité limitant les régions ionisées et d'en déduire la possibilité de véritables réflexions des ondes sur une sorte de miroir, on peut considérer l'effet d'une variation continue de l'ionisation sur la trajectoire des « rayons » électromagnétiques. C'est Eccles qui a le premier examiné la question de ce point de vue (**48**), en 1912. Le problème a été repris tout récemment par Larmor (**55**) qui en a précisé quelques points.

Voici d'abord brièvement et sans calcul le principe de la réfraction ionique. On montre que la présence d'ions dans un gaz produit un effet identique à celui auquel donnerait lieu une diminution de son pouvoir inducteur spécifique. La vitesse de propagation se trouve donc modifiée par l'ionisation ; si celle-ci augmente avec la hauteur, il est de même de la vitesse, les « rayons » les plus hauts avancent sur les autres et le front de l'onde s'incline vers le sol.

Toujours sans calcul, on peut se rendre compte de l'effet des ions sur la constante diélectrique. Considérons pour cela un champ alternatif existant dans un milieu ionisé ; il y produit, en raison des propriétés diélectriques du milieu, un courant de déplacement analogue à celui qui traverserait un condensateur ; ce courant est donc en avance d'un quart de période sur lui. D'autre part, un ion libre soumis à ce champ entrera en oscillation forcée et sa vitesse sera en retard d'un quart de période sur le champ ; le courant supplémentaire dû aux ions sera donc en opposition avec le courant normal de déplacement et tout se passera comme si celui-ci — c'est-à-dire la constante diélectrique — était diminué.

Pour aller jusqu'aux valeurs numériques, qui seules permettent d'apprécier la valeur d'application de toute théorie, considérons un champ électrique

$$E = E_0 \cos \omega t.$$

Si x est l'abcisse d'un ion, e sa charge, m sa masse, on a :

$$\ddot{x} = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t \qquad \dot{x} = \frac{e}{m\omega} E_0 \sin \omega t$$

$$x = -\frac{e}{m\omega^2} E_0 \cos \omega t = -\frac{e}{m\omega^2} \frac{dE}{dt}$$

s'il y a N ions par cm³, le courant de déplacement qu'ils produisent est :

$$N e \dot{x} = -\frac{N e^2}{m \omega^2} \frac{dE}{dt}$$

Comme le courant de déplacement dû au pouvoir inducteur spécifique ε est

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{dE}{dt}$$

on voit que les choses se passent comme si la constante diélectrique devenait

(1) $$\varepsilon' = \varepsilon - N \frac{4\pi e^2}{m \omega^2}$$

Dans les cas où le terme correctif est petit, la vitesse de propagation v' peut s'écrire en fonction de la vitesse v dans le milieu non ionisé :

(2) $$v' = v\left(1 + N \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m}\right) \qquad \text{U E M}$$

Supposons maintenant que l'ionisation augmente avec la hauteur h au-dessus du sol, et qu'à un instant donné un élément d'onde plane se propage suivant une direction horizontale ; pour que le faisceau correspondant à sa propagation reste à la même hauteur au-dessus du sol, il faut que les vitesses de ses différents points soient proportionnelles à leur distance au centre de la terre, soit, en appelant a le rayon de la terre,

$$\frac{dv'}{v'} = \frac{dh}{a + h}$$

d'où on tire :

(3) $$dN = \frac{2\pi m}{a e^2 \lambda^2} dh$$

En supposant tous les ions constitués par des électrons libres, $e = 1{,}6.10^{-20}$, $m = 10^{-27}$; d'autre part $a = \frac{2.10^9}{\pi}$; il vient alors, en prenant dh égal à 1 kilomètre,

(4) $$dN = \frac{3.10^9}{\lambda^2} \text{ par kilomètre.}$$

Pour une onde de 100 mètres, les « rayons » reviendront donc vers la terre chaque fois que l'accroissement du nombre d'électrons libres par kilomètre d'élévation sera supérieur à 30. Cette valeur est très admissible, si l'on songe qu'à la hauteur de 80 kilomètres le nombre de molécules par cm³ est encore de 10^{14} environ, et que les valeurs que

l'on estime pouvoir attribuer à N dans ces régions est de l'ordre de 10^5, au lieu de 10^3 dans les couches voisines de la terre.

10. **Variation de la réfraction ionique en fonction de la longueur d'onde.** — La relation (3) du numéro précédent montre que la variation d'ionisation exigée pour ramener les ondes sur la terre croît en raison inverse du carré de la longueur d'onde. On peut s'en étonner à première vue, cette considération paraissant défavorable aux ondes courtes.

Pour juger correctement cette question, il convient d'aller un peu plus loin dans l'analyse des phénomènes. Les ions sur lesquels nous avons raisonné jusqu'ici ne jouissent pas d'une liberté absolue ; ils participent aux chocs moléculaires et les calculs que nous avons faits ne peuvent s'appliquer pour chacun d'eux en particulier que dans les intervalles entre deux chocs. Les relations (1) et (2) du numéro précédent n'ont aucun sens si les chocs successifs d'un même ion se produisent à des intervalles inférieurs à la période du champ de l'onde; il n'y a plus de régime périodique et le chaos moléculaire donne lieu à un effet statistique nul, du point de vue qui nous occupe actuellement. Pour que la réfraction ionique puisse se produire, il est donc nécessaire que la période de l'onde soit petite par rapport à l'intervalle de temps qui sépare deux chocs. Or, on peut se faire une idée de cette durée. Le libre parcours moyen d'une molécule d'hydrogène à 0° et $760\,^m/_m$ est environ 16.10^{-6}. Ce libre parcours varie en raison inverse de la pression et cette dernière, à une hauteur de 100 kilomètres, est environ 10^5 fois plus faible qu'au sol; le libre parcours y devient donc de l'ordre du centimètre. Quant à sa durée, elle s'obtient en divisant sa longueur par la vitesse d'agitation moléculaire 16.10^4cm environ, ce qui donne une valeur voisine de 10^{-5} s. Si, au lieu de considérer la durée du libre parcours d'un ion d'hydrogène, on avait cherché celle relative à un électron, dont la vitesse est d'environ cinquante fois plus grande, on aurait trouvé 2.10^{-7} s.

Il est évidemment impossible de tirer des conséquences absolues des nombres précédents ; il est cependant intéressant de remarquer que l'onde de 60 mètres a une période de 2.10^{-7} s. On peut donc considérer comme raisonnable l'examen d'une théorie de la réfraction ionique.

De ce point de vue, les ondes longues ont pour elles l'avantage que leur donne la présence de Λ^2 dans la formule (3) du numéro précédent ; les courtes, quoique moins déviées à ionisation égale, ont une période qui leur permet de profiter entièrement de l'action des ions

****

sur leur vitesse de propagation. Ce sera ensuite une question d'examen minutieux de discuter toutes les possibilités à mesure que l'observation et l'expérience apporteront des éléments de plus en plus précis; nous verrons, d'ailleurs, au n° 16, qu'il y a peut-être lieu de faire intervenir d'autres facteurs.

11. **Absorption ionique.** — Il est encore intéressant de suivre Larmor dans l'examen de l'absorption subie par les ondes au cours de leur cheminement dans l'atmosphère. L'énergie W qui traverse une surface de 1^{cm^2} en une seconde est :

$$W = \frac{E^2_0}{8\pi c} \qquad \text{U. E. M.}$$

d'autre part, celle d'un ion en vibration est au plus égale à :

$$\frac{1}{2} m v^2_{max} = \frac{m}{2} \frac{e^2}{m^2 \omega^2} E^2_0 = \frac{e^2 \Lambda^2}{8\pi^2 m c^2} E^2_0$$

avec les mêmes notations qu'au n° 9. Cette dernière est dissipée, au moins en partie, au moment d'un choc avec une molécule; nous admettrons qu'elle le soit entièrement. N′ étant encore le nombre d'ions par centimètre carré, désignons par f la fréquence des chocs subis par un ion en 1 seconde; la perte d'énergie par seconde et par centimètre carré sera :

$$W' = fN \frac{e^2 \Lambda^2}{8\pi^2 m c^2} E^2_0$$

et le coefficient d'absorption sur 1 centimètre de longueur sera .

$$\frac{W'}{W} = fN \frac{e^2 \Lambda^2}{\pi m c} \qquad \text{U. E. M.}$$

L'absorption sur une longueur donnée varierait donc — en ce qui concerne l'effet des ions — comme $e^{-\Lambda^2 x^2}$, et ceci constituerait un avantage considérable pour les ondes courtes [1].

L'expression de $\frac{W'}{W}$ montre aussi que le coefficient d'absorption est proportionnel à la fréquence des chocs; elle est donc proportionnelle au nombre de molécules, c'est-à-dire à la pression. Toutes choses égales d'ailleurs, l'absorption dans les couches ionisées augmente

[1] Il n'est pas sans intérêt de noter que cette proportionnalité de l'absorption à Λ^2 a un sens physique très simple : le nombre de chocs des ions est indépendant de l'agitation supplémentaire que leur donne l'onde en passant, la perte d'énergie sera donc proportionnelle à la valeur moyenne de l'énergie acquise par un ion sous l'effet du champ. Mais celle-ci, à amplitude égale du champ, est d'autant plus faible que la période est courte, car le mouvement est apériodique et l'énergie ne s'accumule pas.

donc à mesure que ces couches sont plus basses; cet accroissement est même rapide, car la pression est fonction exponentielle de la hauteur et ceci aide à expliquer les faibles portées de jour de la plupart des ondes.

12. Explication approximative des phénomènes observés. — Si l'on considère les faits observés dans leur ensemble et que l'on se propose d'expliquer *grosso modo* les phénomènes des zones de silence et d'évanouissement, on peut y arriver par la considération de réflexions sur une couche conductrice.

Remarquons tout d'abord que, de ce point de vue qualitatif, il n'y a pas lieu de faire de distinction entre réflexion et réfraction. S'il y a réfraction dans une couche plus ou moins épaisse, tout se passe, pour un observateur situé sur le sol, comme s'il y avait réflexion sur une couche plus élevée. Aussi raisonnerons-nous dans ce numéro comme s'il s'agissait toujours de réflexion simple.

On admet, en général, qu'il y a lieu de faire une distinction entre les régions de l'onde qui quittent l'émetteur dans le voisinage du sol et celles qui s'élèvent davantage dans l'espace; pour simplifier le langage, nous parlerons des rayons rasants et des rayons en hauteur. Les rayons rasants, en contact fréquent avec le sol, y perdent une énergie d'autant plus grande que la fréquence de l'onde est élevée, pour les raisons bien connues : pertes diélectriques, pertes par courants induits dans le sol et dans tous les obstacles rencontrés. Avec les ondes de moins de 100 mètres, par exemple, les rayons rasants de plus en plus atténués sont complètement éteints au bout de quelques centaines ou même de quelques dizaines de kilomètres.

Quant aux rayons en hauteur, ils s'en vont, sans absorption im-

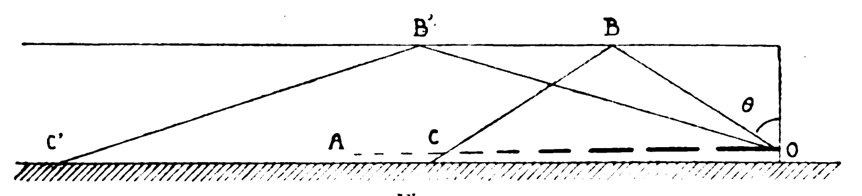


Fig. 2.
Les rayons horizontaux O A s'amortissent rapidement, les rayons inclinés O B sont renvoyés vers la terre par la couche conductrice B B'.

portante, se réfléchir sur la couche conductrice, selon OB et OB' et redescendent sur la terre suivant BC et B' C' (fig. 2). Ceux qui rencontrent le sol en C, là où les rayons rasants ne sont pas encore éteints, interfèrent avec eux et donnent naissance aux évanouisse-

ments dont l'importance est maximum au point où les deux rayons ont la même intensité.

Pour expliquer les zones de silence, il suffit de tenir compte, avec Hulburt et Taylor (**16**, **17**), de l'angle de réflexion totale qui doit exister au passage dans le milieu ionisé. Ce dernier a, en effet, un indice de réfraction inférieur à celui des basses couches de l'atmosphère (n° 9). Tant que l'angle θ est inférieur à cet angle limite θ_0, les rayons réfléchis ne ramènent à la terre qu'une très faible quantité d'énergie; au contraire, pour toute valeur plus grande, toute l'énergie est réfléchie.

Chaque fois que les rayons rasants s'éteignent plus près de l'émetteur que le point où redescend le rayon réfléchi correspondant à la réflexion totale, il y a zone de silence.

Nous avons trouvé au n° 9 le rapport des vitesses dans les milieux ionisés et non ionisés ; on en déduit l'indice de réfraction μ du premier par rapport au second

$$\mu^2 = 1 - N \frac{e^2 \Lambda^2}{\pi m} \qquad \text{U. E. M.}$$

cet indice est d'autant plus voisin de I que Λ est petit ; l'angle θ_0 augmente donc avec la fréquence et la zone de silence s'étend. Si même Λ diminue considérablement, θ_0 peut devenir si voisin de 90° que, en tenant compte de la courbure de la terre, qui entraîne celle de la couche, les rayons en hauteur ne peuvent plus rencontrer cette dernière sous un angle suffisant pour être réfléchis; ils se perdent tous dans l'espace, les grandes portées deviennent impossibles.

C'est précisément ce que l'on croit constater : aucune relation digne de confiance n'a encore été faite de réceptions à très grande distance d'ondes de moins de 10 mètres.

En ce qui concerne la propagation au delà du point C' de la figure 2, différents auteurs admettent qu'il y a une série de réflexions successives sur la terre et sur la couche conductrice. Dans le cas des ondes les plus courtes (15 à 20 mètres, par exemple), l'angle θ_0 étant voisin de 90°, il n'existerait qu'un faisceau relativement étroit qui, issu de o, subirait les réflexions successives; des zones de silence secondaires seraient alors à prévoir au delà de la première. Les observations ne sont pas encore ni assez nombreuses, ni assez précises, pour vérifier cette conséquence de la théorie; cependant Taylor croit l'avoir constatée.

13. Théorie générale de la propagation en tenant compte du champ magnétique terrestre. — Au début de l'année dernière, Appleton a

signalé l'influence du champ magnétique terrestre sur la propagation dans un milieu ionisé (**40**), puis Nichols et Schelleng ont développé les grandes lignes d'une théorie complète de la question (**56**). Nous allons examiner les points les plus importants de cette théorie, mais nous montrerons d'abord que la présence d'un champ magnétique dans un milieu ionisé donne naissance à une sorte de fréquence de résonance pour ce milieu.

On sait qu'une charge électrique e, animée d'une vitesse $\vec{v}$, dans un champ magnétique $\vec{H}$, est soumise à une force électrique $e\,[\overrightarrow{v.H}]$ ce produit vectoriel étant normal au plan $\vec{v}, \vec{H}$. Supposons la vitesse normale au champ; sous l'influence de la force électrique, la charge décrira un cercle dont le rayon r s'obtient en égalant la force centrifuge $m\,\frac{v^2}{r}$ à la force $e.\,v.\,\mathrm{H}$. La fréquence de ce mouvement sera :

$$f = \frac{\mathrm{H}e}{2\pi m} \qquad \text{U. E. M.}$$

Pour un électron $\left(\frac{e}{m} = 1{,}8.10^7\right)$ dans le champ terrestre (H=0,5 *gauss*) la fréquence est $1{,}4.10^6$ qui correspond à une onde de 214 mètres. Si une onde de cette longueur traverse un semblable milieu, elle augmentera considérablement l'énergie des électrons en mouvement, et l'on devra s'attendre à des anomalies. On peut rapprocher de cette remarque la grande absorption des ondes de 200 mètres environ et l'importance des évanouissements auxquels elles sont sujettes.

Pour traiter la question de la propagation dans son ensemble, il suffit de reprendre la méthode du n° 9 en introduisant le champ magnétique. On écrira les équations du mouvement d'un ion de vitesse $\vec{v}$ dans un champ alternatif $\vec{E}$.

$$(1) \qquad \dot{\vec{v}} = \frac{e}{m}\left(\vec{E} + [\overrightarrow{v.H}]\right) \qquad \text{U. E. M.}$$

Des trois équations cartésiennes qu'on déduit de cette relation, on tirera les composantes v_1, v_2, v_3 de N en fonction de E. Le courant total dans le milieu sera alors

$$(2) \qquad \vec{I} = \frac{1}{c^2}\,\frac{\dot{\vec{E}}}{4\pi} + \Sigma N e \vec{v}$$

N étant le nombre d'ions par centimètre cube dont la vitesse est $\vec{v}$ et la charge e.

$\frac{1}{c^2}\,\frac{\dot{\vec{E}}}{4\pi}$ représente le courant de déplacement dans un milieu de cons-

tante diélectrique égal à $\frac{1}{c^2}$; en examinant la nature du second terme de $\vec{I}$, on verra comment il faut modifier la constante diélectrique pour tenir compte à la fois de l'ionisation et du champ magnétique.

Le calcul est analogue à celui de la propagation des ondes lumineuses dans un milieu magnétique ; il montre l'existence de la polarisation rotatoire et de la double réfraction, ces phénomènes dépendant de l'orientation du champ magnétique par rapport à la direction de la propagation. Pour fixer les idées sur cette question, il est commode de considérer les trois cas suivants :

1er cas. — Le champ électrique de l'onde est parallèle au champ magnétique.

Dans ce cas, le champ magnétique n'a aucune influence, comme on peut le reconnaître aisément en remarquant que la vitesse communiquée aux ions par le champ de l'onde est parallèle au champ magnétique.

2e cas. — La propagation se fait dans la direction même du champ magnétique.

On trouve alors qu'un « rayon » électromagnétique se décompose en deux autres polarisés circulairement en sens inverses, et animés de vitesses différentes. Dans un milieu homogène, il en résulte simplement une rotation du plan de polarisation ; mais si le milieu est hétérogène comme dans la réalité, les deux rayons de vitesses différentes se séparent.

3e cas. — La propagation se fait normalement au champ magnétique, comme dans le premier cas, mais *le champ électrique est incliné sur le champ magnétique.*

Il y a alors double réfraction, il existe deux rayons polarisés à angle droit qui se propagent avec des vitesses différentes et se séparent encore si le milieu est hétérogène.

Les conséquences de cette théorie pourraient expliquer un certain nombre de faits observés ; cependant, si on entre dans le détail, autant du moins que le manque de précision des observations le permet, la concordance avec la théorie n'est pas toujours satisfaisante. Si quelques observateurs ont cru découvrir une influence du champ magnétique (**1, 31, 15** *bis*), il n'en est pas toujours ainsi (**28, 29**) (n° 16).

III. — EXPÉRIENCES ET CRITIQUE

14. **Interférence entre les rayons rasants et les rayons réfléchis.** — Les faits d'observation relatés au premier paragraphe de ce chapitre ont été souvent les résultats d'expériences méthodiques effectuées dans le but de recueillir des renseignements aussi sûrs que possible sur des points particuliers ; telles, par exemple, les expériences de Lecroart. Elles étaient faites, en général, sans aucune idée préconçue sur les causes des phénomènes.

Celles que nous allons indiquer maintenant ont été, au contraire, suggérées par quelques idées théoriques qu'il s'agissait de vérifier.

Appleton et Barnett se sont proposé, en particulier, de mettre nettement en évidence les interférences entre rayons rasants et

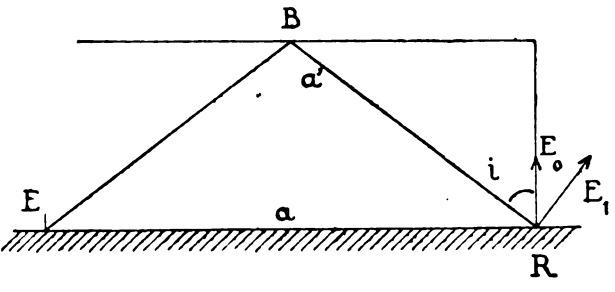


Fig. 3.

rayons réfléchis (41). Considérons un émetteur en E (fig. 3) et un récepteur en R. Entre les rayons rasants E R et réfléchis E B R, il existe une différence de marche $(a' - a)$, en désignant par a' et a les longueurs totales des deux chemins. Supposons que l'émetteur modifie sa longueur d'onde d'une façon continue et la fasse passer d'une valeur Λ à une valeur Λ', et soit n le nombre :

$$n = (a' - a)\left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{1}{\Lambda'}\right)$$

Pendant le temps qu'aura duré la modification, l'observateur situé en R aura observé le passage de n évanouissements et renforcements, il pourra donc calculer la différence $a' - a$.

Appleton a opéré avec des ondes qui variaient d'une dizaine de mètres pendant une durée de 10 à 30 secondes. Avec une variation de

385 à 392 mètres, il obtint une moyenne de 4,5 franges; avec une variation de 385 à 395, il en avait 7. L'émetteur était à Bornemouth, le récepteur à Oxford ; les observations se faisaient au galvanomètre après amplification convenable en haute fréquence et détection. Appleton trouve que $(a' - a)$ était de l'ordre de 100 kilomètres, ce qui donne pour hauteur de la couche réfléchissante 80 à 90 kilomètres. Remarquons en passant qu'il en résulte pour l'angle d'incidence sur la couche les valeurs $i = 30°$ environ.

A côté des maxima et minima principaux d'intensité qui furent seuls dénombrés, il observa des variations secondaires qui lui font croire à l'arrivée en R de rayons qui seraient plusieurs fois réfléchis sur la couche conductrice et sur le sol.

En même temps qu'il faisait les expériences précédentes, Appleton a cherché à déterminer plus directement l'angle d'incidence sur le sol des rayons renvoyés par la haute atmosphère. Pour cela il a admis que ces derniers rayons n'existent que la nuit et il a utilisé le fait qu'ils modifient dans un rapport différent l'intensité des signaux reçus sur cadre et sur antenne. Ses résultats s'accordent encore suffisamment avec une hauteur de 80 à 90 kilomètres pour la couche réfléchissante.

15. **Rotation du plan de polarisation.** — On s'est préoccupé depuis longtemps de l'inclinaison du champ électrique sur le sol. Voici déjà une vingtaine d'années, Zenneck avait montré théoriquement qu'au-dessus d'un sol de conductibilité finie, le champ électrique devait être incliné dans le sens de la propagation (**39**); mais les applications numériques montrent que l'inclinaison donnée par la théorie, même pour des ondes très courtes, ne saurait être appréciable qu'au-dessus de terrains exceptionnellement mauvais conducteurs (conductivité 10^{-14} U. E. M. et plus).

Des mesures faites par Austin (**2**) sur des ondes longues (10.000 mètres et plus) montrèrent que le champ électrique est en effet sensiblement vertical. C'est à la même conséquence qu'ont abouti tout récemment Smith Rose et Barfield qui ont étendu leurs investigations jusqu'aux ondes de 350 mètres.

Ces dernières observations n'avaient en vue que l'inclinaison du champ tout près de la terre ; or, le sol a un pouvoir réflecteur suffisant pour assurer une réflexion presque complète de toutes les ondes employées en radiotélégraphie, comme le ferait un conducteur parfait, au moins quand l'incidence n'est pas trop voisine de 90° ; la composante horizontale du champ électrique doit donc être sensiblement nulle sur le sol même.

En août et septembre derniers, Pickard a mesuré dans des conditions différentes l'inclinaison du champ d'ondes de fréquences comprises entre 620 et 11.500 kilocycles-seconde, c'est-à-dire de longueurs comprises entre 484 mètres et 26 mètres (28). Il opérait à Seabrook Beach ($\varphi = 42° 5' N$, $\lambda = 70° 49' W$); son collecteur d'ondes était constitué par un simple fil rectiligne de 8 mètres de longueur, au milieu duquel était le récepteur. Ce collecteur monté *sur le sommet d'une tour en bois*, haute de 7 mètres, pouvait être orienté dans tous les sens.

Les résultats sont particulièrement remarquables. Pour les ondes de longueur égale ou supérieure à 300 mètres, il a toujours trouvé, de jour, un champ rigoureusement vertical. De nuit, une petite inclinaison se manifestait, la composante horizontale étant d'autant plus importante que l'onde était plus courte; pour l'onde de 300 mètres, la composante horizontale était égale au vingtième de la composante verticale.

Avec les ondes plus courtes, les réceptions de jour donnaient encore un champ presque vertical; de nuit, au contraire, le champ fut toujours très incliné; cette inclinaison commençait à se manifester environ une heure avant le coucher du soleil sur le récepteur. Le rapport entre la composante horizontale et la composante verticale a varié entre 1 et 5 avec un maximum nettement marqué pour les stations qui se trouvent à des distances de 200 à 300 kilomètres. A égalité de distance l'inclinaison était d'autant plus forte que la fréquence était grande.

Mais les inclinaisons observées par Pickard ne sont pas dans le sens de la propagation, comme celles que prévoyait Zenneck : elles ont lieu dans une direction perpendiculaire et correspondent, en fait, à une rotation du plan de polarisation.

Aucune influence de l'azimut des stations observées ne se fit sentir.

Quelques observations furent encore faites sur l'onde émise par une antenne purement horizontale située à Schenectady. De jour, son champ sur l'onde de 380 mètres présenta des inclinaisons variables, le rapport de la composante verticale à la composante horizontale varia entre 2 et 50 avec une moyenne de 10,1. De nuit, on fit des émissions du même genre, mais sur une onde de 80 mètres; ces émissions étaient alternées avec d'autres de même fréquence provenant d'une antenne verticale. On ne constata aucune différence dans les inclinaisons des champs; le rapport du champ horizontal au champ vertical fut 2,15 pour une antenne, 2,16 pour l'autre.

Hulburt (15 *bis*) pense pouvoir tirer de ces observations un argu-

ment en faveur des théories du n° 13. Il admet que les rayons renvoyés par la couche conductrice ont acquis une polarisation rotatoire et calcule le champ résultant, au sommet de la tour, des champs du rayon incident et du rayon réfléchi par le sol. Il y a concordance suffisante entre le calcul et l'observation, mais on ne voit pas pourquoi ces phénomènes ne se produiraient pas de jour.

16. **Critique des théories précédentes.** — On a vu, dans le cours de ce chapitre, combien sont peu précises les hypothèses sur lesquelles sont fondées les explications des phénomènes de la propagation.

L'allure « météorologique » de ces phénomènes, le grand nombre de variables dont ils dépendent rendent très difficile la recherche de conséquences théoriques que l'expérience vérifierait. Quand cette recherche est possible, les résultats expérimentaux ne sont souvent pas ceux que l'on attendait ; mais tellement de combinaisons sont possibles qu'il est rare qu'un résultat puisse être nettement considéré comme négatif.

Les très ingénieuses expériences d'Appleton paraissent faire exception à cette règle. Cependant, s'il arrive à une hauteur d'une centaine de kilomètres pour le niveau de la couche réfléchissante, on ne peut oublier que de l'examen des zones de silence, Taylor et Hulburt déduisent une hauteur de l'ordre de 400 kilomètres. Il est vrai que les expériences d'Appleton ont été faites sur des ondes de 400 mètres environ et que Taylor a utilisé des résultats obtenus sur des ondes inférieures à 100 mètres ; mais quand Appleton calcule la densité électronique de la couche conductrice, pour laquelle il trouve comme Taylor 10^5, il utilise les ondes de 20 mètres et une hauteur de couche de 50 kilomètres environ ; tout cela ne s'accorde pas.

Et la variation de hauteur de la couche en passant du jour à la nuit, comment l'expliquer ? Nous avons vu au n° 8 qu'en acceptant l'action des rayons ultra-violets, il faut admettre l'existence de quelque facteur nouveau pour que les recombinaisons des ions puissent se faire dans un temps acceptable.

Et le nombre des ions lui-même est-il satisfaisant ? On sait (n° 9) que l'indice de réfraction correspondant à un nombre N d'ions par centimètre cube est

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{4\pi c^2 N}{m\omega^2}} \qquad \text{U. E. M.}$$

et que Taylor et Appleton arrivent pour N à la valeur 10^5. C'est parfait pour des ondes de 75 mètres et moins ($f > 4.10^6$), mais pour des ondes plus longues, μ devient imaginaire, ce n'est plus de la réfraction

ionique, la même théorie ne tient plus et il faut prendre la question autrement. En agissant ainsi, on n'aboutit assurément à aucune impossibilité, mais il y a lieu d'examiner dans le détail les conséquences de ce nouveau point de vue. D'ailleurs, Nichols et Schelleng, qui paraissent avoir davantage en vue les ondes longues, ne choisissent-ils pas un exemple numérique avec N = 10 et N = 100 ?

D'autre part, y a-t-il réflexion ou réfraction? ou plus exactement la couche conductrice a-t-elle une face inférieure nettement tranchée? Les expériences d'Appleton paraissent l'exiger pour donner lieu à des réflexions sous des angles d'incidence aussi faibles, et cela d'autant plus qu'il estime — avec Pickard et Taylor d'ailleurs — avoir constaté des effets de rayons réfléchis à des distances de 10 à 15 kilomètres seulement de l'émetteur. Les mesures de Störmer et des observateurs norvégiens prouvent qu'il en est bien ainsi dans la zone des aurores polaires (nº 8) ; mais alors on ne voit pas comment toutes les observations et expériences ne fournissent pas des valeurs très voisines pour la hauteur de la couche; l'écart de 100 à 400 kilomètres est incompréhensible.

S'il y a ionisation, le champ magnétique terrestre doit provoquer, au moins dans certains azimuts, la rotation du plan de polarisation, même pour les ondes longues. Comment se fait-il que cette rotation ne se retrouve pas dans les observations radiogoniométriques de ces dernières aux grandes distances? La pureté de leur champ à grande distance est bien établie par les observations de Pickard (**29**), Gherzi (**12**), Mesny (**26**) et Eckersley (**10**).

La basse atmosphère, le sol lui-même n'ont-ils pas un rôle plus important que celui qu'on leur attribue en général ? Entre autres faits, rappelons celui-ci que nous avons signalé avec insistance depuis plusieurs années et qui a été confirmé depuis par Smith-Rose (**32**). Sur mer, à des distances de moins de 200 kilomètres, on ne constate aucune différence sensible entre les réceptions de nuit et celles de jour des ondes de 600 à 1.000 mètres employées par les navires ; on peut les azimuter aussi facilement dans un cas que dans l'autre, les zéros obtenus au radiogoniomètre sont tout à fait équivalents, ce qui prouve que la polarisation rectiligne du champ se maintient. Sur terre, à des distances de plus de 40 à 50 kilomètres et au moins dans certaines périodes, la tombée de la nuit supprime toute extinction au radiogoniomètre, et il devient en général impossible de trouver un minimum de son dans une zone de 15 à 20° ; la polarisation rectiligne est remplacée par une polarisation elliptique. Il paraît impossible de mettre ici en cause la haute atmosphère.

Dans notre esprit les critiques précédentes n'ont nullement pour but de combattre les théories que nous avons exposées. Les arguments favorables se soutiennent d'eux-mêmes et ce sont eux en somme que nous avons présentés les premiers. Cette attitude d'opposition absolue s'est néanmoins rencontrée et Elihu Thomson a rompu quelques lances à ce sujet en 1922 (**36**) avec Lodge (**23**), Howe (**15**) et Eckersley (**49**) ; il ne s'agissait pas encore des ondes courtes et Elihu Thomson estimait pouvoir expliquer la propagation aux grandes distances par le fait que les ondes *doivent suivre les conducteurs* et que par suite elles ne sauraient se séparer de la terre ([1]). Plus récemment Baumler (**4**) et Meissner (**25**) ont aussi pensé pouvoir se passer de la couche conductrice et expliquer la propagation par la considération d'ondes de surface et d'ondes d'espace mises autrefois en évidence par Sommerfeld (**34**), mais leur argumentation se borne à quelques affirmations non étayées.

Si difficile que l'on puisse être sur les justifications des théories, la vraisemblance d'une haute atmosphère conductrice s'impose ainsi que celle des grandes lignes de l'explication des phénomènes. C'est en analysant le détail de ceux-ci, en cherchant à introduire le calcul et l'expérience partout où ils auront leur place, que l'on corrigera les défauts de ces théories primesautières.

En écrivant ces dernières lignes, notre but a été de faciliter ce travail en faisant ressortir les imprécisions et les contradictions actuelles ([2]).

R. Mesny.

BIBLIOGRAPHIE

PROPAGATION DES ONDES

1. Anderson (C.-N.), Bailey (A.), Espenchied (L.). — Radiotéléphonie transatlantique. *Electrical Communication*, *4*, p. 7-24, juillet 1925; *Proc. Inst. Rad. Eng.*, *14*, p. 7-56, février 1926.

2. Austin (L.-W.). — L'inclinaison du front d'onde en radiotélégraphie. *Journ. Washington Academy of Sciences*, *2*, p. 101-107, 4 mars 1921.

3. Austin (L.-W.). — Etat actuel des formules sur la propagation des ondes. *Onde Electrique*, *2*, p. 504-508, 1923.

([1]) Dans cette polémique, les adversaires de E. Thomson ont demandé à ce dernier sur quelles considérations il se basait pour opposer aux conséquences de la théorie de Maxwell (n° 7) la nécessité pour les ondes de « suivre les conducteurs ». Ils n'ont pas obtenu de réponse.

([2]) Un important travail de Baker et Rice (**3 bis**) est paru récemment aux Etats-Unis. Nous n'avons pas encore cette étude entre les mains, mais d'après le résumé publié par le *Journal of the American Institute of Electrical Engineers*, elle paraît contenir un examen très complet de toutes les questions traitées dans ce chapitre et établir une concordance satisfaisante entre la théorie et les observations.

3 *bis*. Baker (W.-G.) et Rice (W.-C.). — Réfraction des ondes courtes dans la haute atmosphère. *Journ. Am. Inst. El. Eng.*, *45*, p. 535-539, juin 1926.

4. Baumler (M.). — Recherches récentes sur la propagation des ondes. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, *13*, p. 5-27, février 1925.

5. Bureau (R.) et Delcambre. — Sur la propagation des ondes courtes. *C. R.*, *180*, p. 2028-2030, juin 1925.

6. Bureau (R.) et Delcambre. — Sur la propagation des ondes courtes émises à bord du *Jacques-Cartier*. *Onde Electrique*, *5*, p. 53-71, février 1926.

7. Colmant (A.). — Essais entre Paris et Alger sur ondes de 180, 90 et 50 mètres. *Onde Electrique*, *4*, p. 5-14, janvier 1925.

7 *bis*. Corret (P.). — Les essais transatlantiques. *Onde Electrique*, *2*, p. 129-144, mars 1923.

8. Delcelier, Guinchant et Hirsch. — Pouvoir inducteur des gaz et de l'air humide. *Onde Electrique*, *5*, p. 189-216, mai 1926.

8 *bis*. Deloy (L.). — Communications transatlantiques sur ondes de 100 mètres. *Onde Electrique*, *3*, p. 38-42, janvier 1924.

9. Dellinger (J.-H.), Kruse (S.) et Whittemore (L.-E.). — Etude de l'évanouissement des signaux. *Scient. Pap. Bur. Stand.*, *19*, p. 193-231, septembre 1923.

10. Eckersley (T.-L.), Lunnon (F.-C.), Round (H.-J.), Tremelen (K.). — Rapport sur des mesures de rayonnement à grande distance faites en 1922 et 1923 par une expédition envoyée en Australie. *J. I. E. E.*, *63*, p. 933-1011, 1925.

11. Esaü. — Particularités et possibilités d'emploi des ondes courtes. *Elekt. Nach. Techn.*, *2*, janvier 1925.

12. Gherzi (E.). — Relèvements radiogoniométriques à Shanghaï. *Onde Electrique*, *3*, p. 542-547, 1924.

13. Guierre. — Explorations hertziennes entre Toulon et Tahiti. *Bulletin Soc. Franç. Elect.*, *10*, 3ᵉ série, p. 247-268, juillet 1920.

14. Guinchant (J.). — Rôle de l'atmosphère dans la propagation des ondes hertziennes. *C. R.*, *179*, p. 327-330, 4 août 1924.

15. Howe. — Notes sur la télégraphie sans fil. *Electrician*, *89*, p. 260, 8 septembre 1922.

15 *bis*. Hulburt (E. O.). — La couche de Kennelly-Heaviside et la propagation des ondes. *Journ. Frank. Inst.*, *201*, p. 597-635, mai 1926.

16. Hulburt et Taylor (A.-H.). — Propagation des ondes de haute fréquence. *Q. S. T.*, p. 12, octobre 1925.

17. Hulburt et Taylor (A.-H.). — La propagation des ondes sur la terre. *Phys. Rev.*, *27*, p. 189-215, février 1926.

18. Kiebitz. — Sur la courbure des ondes électriques dans l'atmosphère. *Jahrb. drah. teleg.*, p. 154, 1913.

19. Lardry (M.). — Etude sur les irrégularités de la propagation des ondes courtes. *Onde Electrique*, *3*, p. 449-465, 502-510, 1924.

20. Lardry (M.). — Etude sur l'évanouissement des ondes courtes. *Onde Electrique*, *3*, p. 254-263, 1924.

21. Lardry (M.). — Nouvelle contribution à l'étude de la propagation. *Onde Electrique*, *4*, p. 355-371, p. 401-419, septembre-octobre 1925.

22. Lévy (L.). — Brevet français 593.570, 29 avril 1924.

22 *bis*. Louis (P.). — Communications transatlantiques de jour sur 20 mètres. *Onde Electrique*, *4*, p. 158, avril 1925

23. Lodge (O.). — Au sujet de la transmission par la terre, des ondes de télégraphie sans fil. *Electrician*, *89*, p. 206-207, 25 août 1922.

24. Marconi (G.). — Télégraphie sans fil dirigée par ondes courtes. *Journ. Roy. Soc. Arts*, Conférence faite le 2 juillet 1924.

25. Meissner. — La propagation des ondes électriques au-dessus de la terre. *Jahrb. dr. tel.*, *24*, p. 85, 1924.

26. Mesny (R.). — Variations du champ magnétique d'une émission. *Onde Electrique*, *1*, p. 501-517, 1922.

26 *bis*. Mesny (R.) — *Les ondes électriques courtes*. Conférences. — Rapport de documentation sur la Physique. Presses universitaires de France.

27. Nichols (H.-W.). — Radiotéléphonie transatlantique. *J. I. E. E.*, *61*, p. 812-822, juillet 1923; *Electrical Communication*, p. 11-22, juillet 1923.

28. Pickard (G.-W.). — La polarisation des ondes de T. S. F. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, *14*, p. 205-212, avril 1926.

29. Pickard (G.-W.). — La direction et l'intensité des ondes des stations européennes. *Proc. Inst. Radio Eng.*, *10*, p. 161-176, juin 1922.

30. Pickard (G.-W.), — Variations des courtes périodes dans la réception. *Proc. Inst. Radio Eng.*, *12*, p. 119-158, avril 1924.

31. Smith-Rose (R.-L.). — Variations des relèvements radiogoniométriques. *Radio Research Board Special Report*, n° 2.

32. Smith-Rose (R.-L.). — Quelques observations radiogoniométriques sur des stations de terre et de bord. *Journ. Inst. E. Eng.*, *62*, p. 701-712, août 1924.

33. Smith-Rose (R.-L.) et Barfield (R.-H.). — Détermination de la direction du champ des ondes à la surface de la terre. *Proc. of Roy. Soc.*, A. *107*, p. 587-602, 1925.

34. Sommerfeld (A.). — Propagation des ondes en T. S. F. : influence de la nature du sol sur les ondes dirigées et non dirigées. *Jahr. der Drahtlosen Teleg. und Teleph.*, *4*, p. 157, 1910. — Sur la propagation des ondes en T. S. F. *Ann. des Phys.*, *28*, p. 665, 1909.

35. Taylor (A.-H.). — Etude sur la propagation des ondes de haute fréquence. *Proc. Inst. Radio Eng.*, *13*, p. 677-685, décembre 1925.

35 *bis*. Taylor (J.-E.). — La propagation des ondes électriques. *Journ. Roy. Soc. of Arts*, *74*, p. 392-417, 13 mars 1926.

36. Thomson (E.). — Une courte histoire de télégraphie sans fil. *Electrician*, *89*, p. 148, 11 août 1922. — Remarques supplémentaires sur la télégraphie sans fil. *Electrician*, *89*, p. 142, 13 octobre 1922.

37. Van Der Pol (B.). — La propagation des ondes électriques autour de la terre. *Phil. Mag.*, *38*, p. 365-381, 1919; *Proc. Roy. Soc.* London, *95*, p. 83-99, 1918.

38. Watson (G.-V.). — La diffraction des ondes électriques par la terre. *Proc. Roy. Soc.* London, *95*, p. 83-99, 1918.

39. Zenneck (J.). — Sur la propagation d'ondes planes le long d'une surface conductrice plane. *An. der Phys.*, *23*, p. 846, 1907.

COUCHE CONDUCTRICE DE LA HAUTE ATMOSPHÈRE

40. Appleton (E.-V.). — Influences géophysiques sur la propagation des ondes de T. S. F. *Proc. Phys. Soc.* London, *37*, p. 160-230, 15 février 1925.

41. Appleton (E.-V.) et Barnett (M.-A.-F.). — Preuve directe de la réflexion des rayons électriques. *Proc. Roy. Soc.*, *109* A, p. 621-642, 1925.

42. Arrhenius (Sw). — *Rev. Gén. Sc.* *13*, p. 65, 1902.

43. Bosler. — Sur les relations des orages magnétiques et des phénomènes solaires. Thèse, 1912.

44. Chapman (S.). — Preuves magnétiques de l'existence d'une couche ionisée. *Proc. Phys. Soc.*, *37*, p. 38 D-46 D, 15 février 1925.

45. Chree (C.). — Ionisation atmosphérique et ses variations. *Proc. Phys. Soc.*, *37*, p. 50-160, 15 février 1925.

46. Discussion sur l'ionisation de l'atmosphère et son influence sur la propagation des ondes de T. S. F. *Proc. Phys. Soc.*, *37*, p. 20-490, 15 février 1925 (voir articles de Chree, Appleton, C. T. R. Wilson, Chapman).

47. Discussion sur l'état électrique de la haute atmosphère ouverte par Rutherford (E.), *Proc. Roy. Soc.*, *111* A, 13 p., 4 mars 1926.

48. Eccles (W.-H.) — Sur les variations diverses des ondes électriques et leur propagation autour de la terre. *Proc. Roy. Soc.* London, *87*, 1912. — Au sujet de certains phénomènes accompagnant la propagation des ondes électriques à la surface de la terre. *Electrician*, p. 1015, 27 septembre 1912. — Réfraction atmosphérique en T. S. F. *Electrician*, p. 969, 13 septembre 1913.

49. Eckersley. — Correspondance. — Preuves de l'existence de la couche d'Heaviside. *Electrician*, *89*, p. 242-243, 1er septembre 1922.

50. Elias (G.). — Sur l'état de nos connaissances au sujet de la couche d'Heaviside. *Elektr. Nachrichten Tekn.*, p. 351, novembre 1925.

51. Elias (G.-J.). — Sur la propagation des ondes électromagnétiques. *Tijdschrift van het nederlandsch radiogenootschap*, *3*, p. 1-22, mars 1926.

52. FLEMING (J.-A.). — Les progrès de la T. S. F. depuis vingt ans. *Journ. Roy. Soc. of Arts*, *12*, 1921; *Annales des P. T. T.*, *12*, p. 3-62, janvier 1923.

53. HEAVISIDE (O.). — Article télégraphie. *Encyclopedia Britannica*, *33*, p. 215, 1902.

54. KENNELLY. — Au sujet de la hauteur de la couche conductrice de la haute atmosphère. *El. World*, p. 473, 15 mars 1902.

55. LARMOR (J.). — Pourquoi les rayons électriques de T. S. F. peuvent s'incurver autour de la terre. *Phil. Mag.*, *48*, p. 1025-1036, décembre 1924.

56. NICHOLS (H.-W.) et SCHELLENG (J.-C.). — Propagation des ondes électriques de la terre. *Bell. Syt. Techn. Journ.*, *4*, p. 215-235, avril 1925.

57. NORDMANN (C.). — Transmissions radiotélégraphiques, couche d'Heaviside, effet du soleil. *Ann. P. T. T.*, *12*, p. 775-790, juillet 1923.

57 *bis.* — MC LENNAN (J.-C.) et SHRUM (G.-M.). — Sur l'origine de la raie verte de l'aurore boréale. *Proc. Roy. Soc.*, *108*, p. 501-512, 1925.

58. SALPETER. — Pouvoir de réflexion des gaz ionisés pour les ondes électriques. *Jahrb. draht. tel.*, *8*, p. 247. 1913.

59. SCHUSTER. — Les variations diurnes du magnétisme terrestre. *Trans. Roy. Soc.*, *208* A, p. 163, 1907.

60. STÖRMER (C.). — Les aurores boréales, livre du Cinquantenaire de la Société de Physique, 14 décembre 1923.

61. VEGARD (L.). — Propriétés des rayons qui produisent l'aurore boréale. *Phil. Mag.*, *23*, p. 211-237, 1912.

62. VEGARD (L.). — La constitution des couches supérieures de l'atmosphère. *Proc., Roy. Soc.* London, *46*, p. 193 et 577, 1923; *C. R.*, *176*, p. 947 et 1488, 1923.

62 *bis.* — VEGARD, KAMERLINCH ONNES (H.) et KEESOM (W.-H.). — Émission de lumière par les gaz solidifiés et origine du spectre auroral. *C. R.*, *180*, p. 1084, 1925.

63. WATSON (G. V.). — La transmission des ondes électriques autour de la terre. *Proc. Roy. Soc.* London, *95* A, p. 546, 1919.

64. WILSON (C.-T.-R.). — Le champ électrique d'un nuage orageux et quelques-uns de ses effets. *Proc. Phys. Soc.*, *37*, p. 320-380, 15 février 1925.

Discussion.

M. LARDRY. — Depuis quelques années la question de la propagation est étudiée; mais à tous les travaux publiés, je fais le même reproche : ils mettent sur le même plan deux phénomènes bien distincts. Dans la propagation des ondes il faut distinguer des variations d'intensité extrêmement rapides, rappelant la scintillation des étoiles, et des variations lentes à période longue mais variable avec la saison : c'est la houle qui se traduit par des zones de silence et des zones de renforcement. Je dis « phénomènes distincts », car je suis persuadé qu'ils sont dus à des causes essentiellement distinctes.

Pour expliquer les anomalies de propagation, on admet qu'une onde se propageant au ras du sol est rapidement absorbée par le sol, mauvais conducteur et par ses aspérités naturelles ou artificielles. Seuls les rayons obliques émis par l'oscillateur peuvent s'élever; par suite de l'ionisation croissante de la haute atmosphère, ils s'incurvent et reviennent au sol. La région située sur le sol, entre la partie extrême des rayons directs ou rayons tangents et le retour des

rayons émis obliquement est une *zone de silence*, car aucune onde ne peut y arriver soit par transmission, soit par réflexion.

Tout se passe comme si une onde émise obliquement se réfléchissait sur une surface de séparation entre un milieu diélectrique et un milieu conducteur. Cette surface c'est la couche d'Heaviside. Bien qu'il ne s'agisse que d'une image n'impliquant nullement, pour le physicien, le sens d'une discontinuité réelle, les vulgarisateurs des théories de la propagation en font une réalité physique. Pour eux, une onde voyage entre deux surfaces conductrices plus ou moins polies, séparées par un diélectrique parfait : le sol, la couche et l'atmosphère.

En admettant que la hauteur de la couche varie avec l'angle du zénith et du soleil d'une part (variations journalières) et la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon d'autre part (variations saisonnières), le premier point d'impact des rayons réfléchis oscille largement sur le sol et par là on explique le déplacement des zones de silence.

Secondement, en un point arrivent plusieurs rayons ayant suivi des chemins différents, ce qui oblige à admettre que la couche est bosselée et que sa surface est animée de continuels mouvements d'ondulation. Des franges d'interférence balayent constamment la région où est située l'antenne de réception de dimensions très petites vis-à-vis de la distance émetteur-récepteur.

Là-dessus, certains calquent purement et simplement les lois de l'optique ondulatoire et prétendent appliquer les équations de Fresnel à la réflexion sur la couche. Je vais montrer que c'est trop simplifier la question et tomber dans l'extravagance.

Je cite quelques résultats d'observations. En 1925, le poste de M. Lecroart, d'Issy-les-Moulineaux, a fait pendant six mois des émissions quotidiennes sur onde de 50 mètres. En hiver, il était très bien entendu de jour au Mans, à 180 kilomètres. La nuit, réception nulle au Mans, puissante à Saïgon et à Buenos-Ayres (11 000 km). En été, de jour, réception très faible ou nulle au Mans, forte à partir de 16 ou 17 heures, puissante vers 24 heures. La même station émet simultanément deux ondes différant de 2 mètres, puis de 1 mètre et, enfin, de 0 m. 50. Les résultats sont identiques, les deux ondes s'éteignent de jour et se renforcent de nuit, mais l'onde la plus courte est en avance de trois heures, puis de vingt minutes. L'écart dans le temps varie dans le même sens mais bien plus rapidement que celui des longueurs d'ondes.

(A vrai dire, ces derniers résultats me sont contestés, parce que certains jours, vers la fin des essais, les décalages n'apparaissent pas

nettement. Pour moi, cela tient à des irrégularités de fonctionnement des émetteurs. En tout cas, il y aurait un moyen bien simple de trancher la question, c'est de recommencer au mois de janvier prochain, mois où les phénomènes sont plus nets et se passent à des heures convenables).

Casablanca sur 51 mètres n'est pas entendu de jour au Mans (1 800 km), mais l'est fortement de nuit en hiver. A partir du mois de mai des irrégularités apparaissent, la réception est défectueuse; elle est faible et très instable pendant les mois de juin à septembre. Elle reste nulle plusieurs jours de suite. Un soir de juillet 1925, réception extraordinairement puissante au Mans, totalement nulle à Fez.

Le *Jacques-Cartier* sur 32 mètres et 75 mètres donne à tous ses voyages Havre-Mexique le même résultat. La réception est très puissante et se maintient à la même valeur malgré l'accroissement de la distance, puis à partir d'une certaine distance (4000 km pour le 32 m) elle tombe brusquement à une valeur très faible qui se maintient pendant 1 000 ou 2000 kilomètres pour s'annuler ensuite.

J'applique les lois de l'optique à la distance Casablanca-Le Mans. J'admets comme hauteur de la couche celle généralement admise de 100 kilomètres. Pour arriver au Mans, le rayon réfléchi doit partir de Casablanca en faisant avec le sol un angle de 6 degrés. Il passe à Fez à une hauteur de 27 kilomètres. On peut admettre que ce rayon a quitté le sol assez tôt pour ne pas subir une absorption appréciable alors que le rayon direct Casablanca-Fez a été complètement absorbé

Je passe au cas extrême d'Issy-les-Moulineaux-Buenos-Ayres. Pour atteindre Buenos-Ayres, le rayon doit quitter Paris en faisant avec le sol un angle de 1 degré (je néglige la courbure de la terre; en en tenant compte, les valeurs seraient encore plus faibles); ce rayon passe au-dessus du Mans à une hauteur de 2500 mètres. Cette fois, il est difficile d'admettre que le rayon direct a pu être absorbé, alors que l'autre, qui lui a été pour ainsi dire collé sur presque tout le trajet, est encore capable de parcourir 10800 kilomètres.

Faut-il alors admettre que l'extinction au Mans est due, non pas à une absorption, mais à une interférence entre le rayon direct et le rayon réfléchi? L'angle de ces deux rayons est de 45 degrés; deux ondes de 50 mètres présentant une différence de marche de 80 kilomètres peuvent-elles interférer avec un ordre d'interférence de 1 600? Je doute que l'on puisse obtenir un silence absolu pendant plusieurs heures.

A-t-on le droit d'étendre les lois de l'optique aux ondes électromagnétiques de grandes longueurs? Non, car lorsqu'on étudie la

réflexion d'un rayon lumineux, on peut considérer le miroir comme une discontinuité mathématique. En réalité, il existe une discontinuité physique, c'est-à-dire une couche de passage dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur des dimensions moléculaires, c'est-à-dire infiniment petite par rapport à nous, étalon de grandeur, et mille fois plus petite que la longueur de l'onde. Mais dans le cas d'une onde électromagnétique se propageant sur plusieurs centaines de kilomètres, la couche de passage c'est l'atmosphère comprise entre le sol et le point le plus élevé atteint par le rayon. Cette couche dont l'hétérogénéité est déroutante est infiniment grande par rapport à l'observateur situé dedans. Il est nécessaire de suivre une onde depuis son point de départ et de tenir compte de tout ce qu'elle peut rencontrer en cours de route : variation de densité de l'atmosphère, potentiel et champ magnétique terrestre, courants atmosphériques, courants telluriques, etc... Telle est la méthode qui doit conduire à des résultats sûrs et utiles.

La propagation à longue distance ne peut certes s'expliquer que par une action de haute atmosphère. Les anomalies de propagation telles que la houle, la rotation du plan de polarisation, les déviations radiogoniométriques... semblent s'expliquer assez bien par la même action. Mais je crois que la scintillation ne peut avoir son siège que dans la basse atmosphère. En effet, on considère comme constant le pouvoir inducteur spécifique de l'air; or, il n'est pas rare de voir sur le baromètre enregistreur des crochets de quelques millimètres couvrant une demi-heure ou une heure au maximum, accompagnés de variations de température et d'état hygrométrique. En admettant une vitesse moyenne de 60 kilomètres à l'heure pour les phénomènes météorologiques, une tranche d'air de 30 à 40 kilomètres d'épaisseur se trouve ainsi avoir des propriétés électriques différentes de celles des tranches voisines. L'onde qui la traverse présente une différence de marche notable sur l'onde qui a pu passer à côté. Des franges d'interférence en perpétuel mouvement peuvent se manifester. Ce qui me fait penser à l'influence de la basse atmosphère, c'est que la scintillation est sensible à quelques dizaines de kilomètres d'un émetteur, dans une région où ne peuvent pénétrer les ondes réfléchies par la haute atmosphère.

M. Guy du Bourg de Bozas. — Il semble intéressant de donner ici quelques détails sur une expérience de radiogoniométrie susceptible de mettre en évidence un intéressant phénomène de la réflexion des ondes.

Considérons donc un poste émettant par exemple l'onde entretenue de 40 mètres.

Si l'on éloigne progressivement de ce poste un cadre radiogoniométrique, on constate à partir d'une certaine distance de l'émetteur, généralement inférieure à 10 kilomètres, la disparition progressive des extinctions.

Plus l'onde rayonnée est courte et plus cette distance est elle-même réduite.

Donc, si l'on veut bien admettre que la disparition des extinctions est due à la création d'un champ complexe, résultant du mélange de l'onde directement transmise avec l'onde réfléchie par la couche supérieure, on peut alors au moyen du radiogoniomètre, non seulement révéler l'existence de cette couche, mais encore étudier son action réfléchissante sur les ondes rayonnées.

SUR LA DÉTECTION PAR LES CONTACTS MÉTALLIQUES

Par H. PÉLABON

Professeur à la Faculté des Sciences de Lille.

SOMMAIRE. — Description des appareils employés. — Résultats des recherches entreprises avec ces appareils. — Cas du détecteur symétrique. — Influence de la nature des métaux en présence. — Influence de la nature du diélectrique interposé.

La détection des ondes électromagnétiques (dans le cas où on utilise un amplificateur à transformateurs) peut être réalisée, comme nous l'avons dit dans une précédente note [1], à l'aide d'un contact métal-diélectrique-métal, pourvu que l'épaisseur extrêmement faible du diélectrique soit rendue suffisamment constante par interposition de poussières isolantes. Il est possible de résoudre

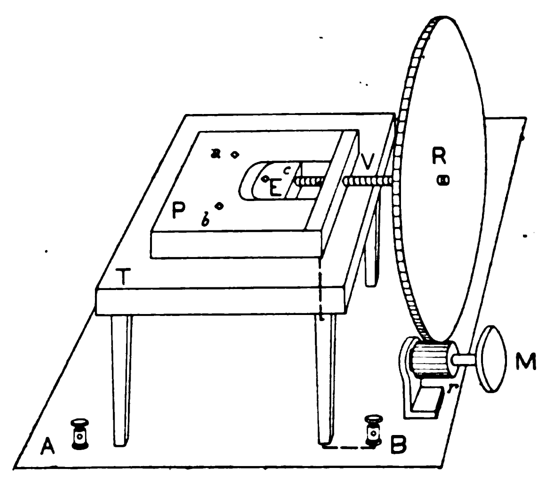


Fig. 1.

le problème autrement, et dans cet article, je me propose de décrire les principaux appareils qui m'ont servi à détecter dans des conditions telles que les métaux se trouvaient directement en présence.

J'ai d'abord réalisé le mauvais contact sphère-plan. Le principe de

[1] H. Pélabon, *l'Onde Électrique*, n° 52, p. 141, 1926.

l'appareil dessiné figure 1 est très simple, une sphère conductrice est posée sur trois pointes isolantes *a*, *b* et *c*, tandis que les pointes *a* et *b* sont fixées à la surface d'une plaque métallique, la pointe *c* est susceptible de se déplacer faiblement et, par suite, de faire varier la distance de la sphère au plan de quantités très faibles.

Voici quelques données numériques : La sphère était une bille de roulement en acier chromé de 50 mm 8 de diamètre pesant 535 grammes. Les pointes isolantes en os de 1 mm 5 de hauteur étaient encastrées dans une lame de laiton découpée comme l'indique la figure. A l'aide d'une vis V d'un demi-millimètre de pas mue par un pignon d'un centimètre de diamètre engrénant avec une roue d'un décimètre de diamètre, on pouvait faire mouvoir très lentement la portion de plaque E portant la pointe *c*. Le calcul montre que, dans de telles conditions, un déplacement d'un millimètre d'un point de la circonférence de la roue R produit une variation de distance des deux conducteurs qui est de l'ordre de 10^{-6} centimètres.

J'ai par la suite modifié légèrement cet appareil. Des lames ressort ont été fixées sur la plaque P de manière à pouvoir placer des lames de métaux variés en face de la sphère. La figure 2 montre en même temps une autre modification, les pointes d'os sont supprimées et des rainures avec petites lames ressort peuvent recevoir de petites tiges

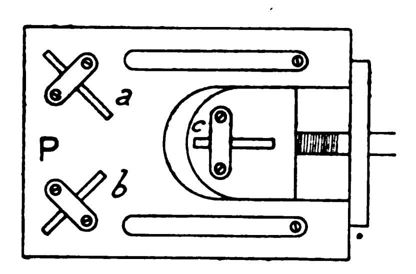


Fig. 2.

de quartz ou de verre. L'avantage de ce dispositif est de permettre de faire varier la longueur des côtés du triangle *a*, *b*, *c* et aussi la hauteur des parties calantes; dans ces conditions, la variation du rayon des sphères n'est pas aussi limitée.

Si j'ajoute que j'ai fait déposer sur des billes identiques et par galvanoplastie des métaux comme l'or, l'argent, le cuivre et le nickel, on comprend facilement que les conditions des expériences ont pu varier.

Un autre moyen de réaliser le détecteur sphère-plan consiste à

comprimer suffisamment un anneau isolant *a* (fig. 3) entre la sphère S et la plaque *mm* à l'aide de la vis V. La figure suffit pour faire comprendre le fonctionnement de l'appareil.

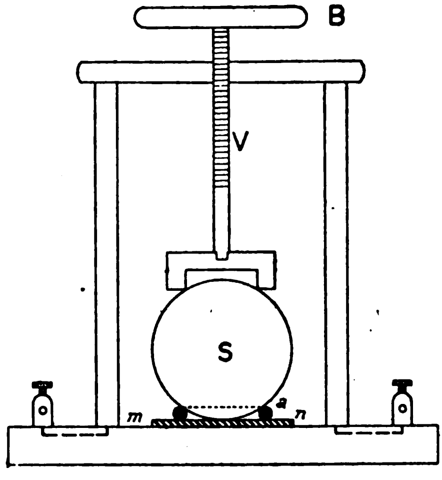


Fig. 3.

La détection au contact de deux sphères est réalisée assez facilement avec le dispositif (fig. 4). Une vis V qui peut pénétrer plus ou moins dans une barre en ébonite E fixée horizontalement à un

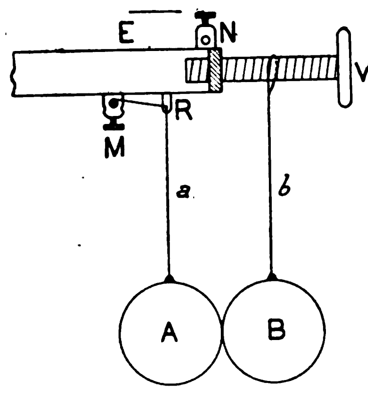


Fig. 4.

support solide, soutient la sphère B par l'intermédiaire du fil de cuivre *b* soudé à B. La rotation de V permet de faire varier la distance des deux sphères. Le fil *a*, soudé à A, passe dans un anneau R et est ensuite fixé à la borne M. La borne N est réunie métalliquement à la vis.

Je décrirai enfin l'appareil qui m'a servi pour l'étude de la détection entre une pointe et un plan ou entre deux plans.

Sur un support en bois P est disposée une plaque de fibre F qui porte l'appareil, un levier *abc* en laiton coupé par une partie en ébonite I est articulé en *b*. La longueur *bc* vaut dix fois la longueur *ab*. L'extrémité *c* se déplace avec un écrou K mu par une vis J de sorte qu'aux déplacements très faibles de K correspondent des déplacements dix fois moindres de *a*. La pointe détectrice est fixée solidement dans la pince V articulée en *a*. Le corps qui doit être pré-

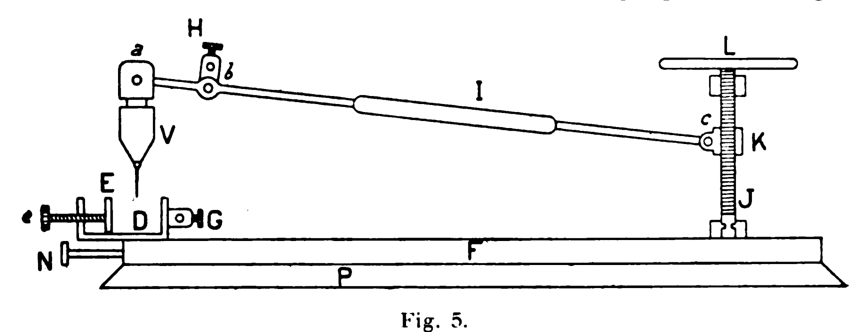


Fig. 5.

senté à la pointe est serré dans le chariot D à l'aide de la plaque E qui peut se déplacer parallèlement à elle-même à l'aide de la vis *e*. Le chariot lui aussi est mobile par l'intermédiaire de la vis N (fig. 5).

A l'aide de cet appareil il est facile de répéter toutes les expériences indiquées dans ma première note relatives à l'emploi des poudres calantes; il est également possible de se passer de ces poudres en déposant sur le conducteur plan fixé sur le chariot soit une lame de mica, soit une lame de liège. Dès que la pointe de l'aiguille que l'on enfonce lentement dans l'isolant apparaît devant le métal, la détection a lieu et elle est assez stable.

Supposons qu'on veuille produire un contact entre deux plans, on

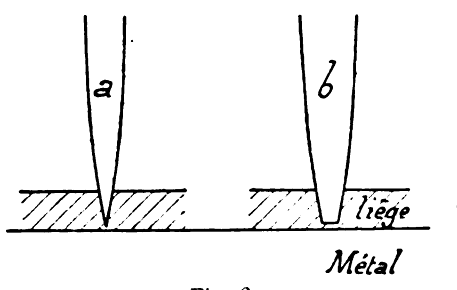
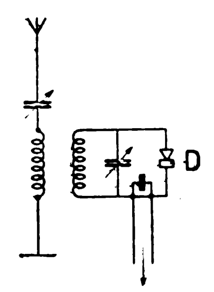


Fig. 6.

plante une aiguille dans une lame de liège de manière que la pointe dépasse un peu, on frotte alors la lame sur de l'émeri très fin pour user le métal que l'on polit ensuite. L'aiguille se présente alors comme en *b* (fig. 6).

Pour terminer cette partie descriptive de mon travail, je donne par une simple figure (fig. 7) le schéma du montage très simple que j'ai toujours utilisé.



Amplificateur à transformateur.

Fig. 7.

Résultats des expériences. Détection entre sphère et plan. — I. *Cas où la sphère et le plan sont formés du même métal.* — Supposons la sphère d'acier posée sur les trois pointes isolantes *abc* de la plaque d'acier P (fig. 1); en tournant dans le sens convenable le bouton M, approchons doucement la sphère du plan P, nous percevons d'abord un bruissement continu qui persiste tant que la distance des deux conducteurs dépasse une certaine limite que j'appellerai D, aussitôt cette limite atteinte on entend l'émission radiotéléphonique avec une intensité croissante, cette intensité passe par un maximum, puis décroît, et l'on arrive au silence complet pour une distance *d* extrêmement faible des conducteurs. L'épaisseur de la zone de détection est donc $D - d$. Il semble résulter des expériences nombreuses que j'ai pu faire que cette quantité $D - d$ doit être de l'ordre de 10^{-6} centimètres.

J'ajouterai que le système dont il s'agit constitue un détecteur assez stable rendant des sons de grande pureté.

En substituant à la sphère d'acier des sphères dorées, argentées, etc., et en disposant sur la plaque P des lames des métaux correspondants, j'ai pu constater toujours la détection, mais avec une stabilité variable. L'argent, l'or et le nickel se comportent à peu près de la même manière; avec eux la détection est obtenue un peu plus

difficilement qu'avec l'acier; le cuivre employé de la même façon détecte très mal.

Remarque I. — Dans tous les cas, le sens du courant rectifié est celui plaque-sphère.

Remarque II. — Il est possible de faire varier l'intensité du son perçu en établissant une différence de potentiel entre les deux électrodes à l'aide d'un potentiomètre. Si cette différence de potentiel est dans le même sens que celle qui correspondrait au courant rectifié, l'intensité du son est augmentée notablement; si elle est en sens contraire, l'intensité du son est diminuée; dans ce dernier cas, si la différence de potentiel donnée par le potentiomètre croît en valeur absolue, l'intensité du son devient pratiquement nulle pour une certaine valeur V, puis on entend de nouveau avec intensité croissante si la différence de potentiel continue d'augmenter. On ne peut pourtant pas dans l'un et l'autre cas dépasser une certaine limite sans s'exposer à entendre un bruissement continu insupportable. La valeur de V qui donne le silence est de l'ordre du centième de volt.

II. *Cas où la sphère et le plan sont formés de métaux différents.* — La sphère est, je suppose, en acier, et je dispose sur P, à l'aide des lames ressort, des lames de différents métaux; pour plus de sûreté je réunis par un fil de cuivre la lame à la borne B : de cette manière, j'évite les mauvais contacts entre la lame étudiée et la plaque conductrice P. Avec tous les métaux étudiés la détection est bonne, très facile à obtenir avec le plomb, l'étain, l'aluminium, le cadmium, le platine, le palladium, elle est plus instable avec l'or, l'argent, le zinc et surtout le cuivre.

Dans tous les cas, le sens du courant rectifié est le sens sphère-métal. Je ferai remarquer de suite que ce sens est celui qu'aurait le courant thermoélectrique dans la soudure chaude d'une chaîne formée d'acier et de l'un des métaux considérés.

Les expériences ont été reprises avec des sphères de même diamètre mais dorées, argentées, etc. Quoique plus délicates, ces expériences ont conduit à des résultats analogues, le sens du courant rectifié est assez souvent indiqué par le signe du pouvoir thermoélectrique.

Détection entre sphères. — Elle a été étudiée soit avec l'appareil décrit plus haut (fig. 4), soit avec celui que j'ai décrit dans ma première note et qui m'a permis d'approcher doucement une bille suspendue par un fil conducteur d'une autre bille immobilisée au-dessous.

Si les deux sphères sont de même nature, le courant rectifié va de la plus grosse vers la plus petite en général, surtout si les rayons sont très différents.

Dans le cas où les deux métaux sont différents, le courant rectifié va de la grosse bille vers la petite si le pouvoir thermoélectrique a le même sens; dans le cas contraire, le sens est très variable.

Comme dans le cas précédent, on est maître dans une certaine mesure de l'intensité du son par l'emploi d'une force électromotrice auxiliaire.

Cas du détecteur symétrique. — Un cas intéressant à étudier est celui où les deux billes ont même rayon et de plus sont formées de métaux identiques. Le système est alors absolument symétrique, du moins en apparence. Avec deux billes d'acier de 3 centimètres de diamètre suspendues comme je l'ai indiqué (fig. 4), j'ai réussi, je puis dire, du premier coup à recevoir très distinctement une émission de la Tour Eiffel. J'ai appris plus tard que, le même jour, M. Cayrel, de Bordeaux, qui a bien voulu répéter mes expériences, avait détecté de la même manière avec deux anneaux d'or identiques; il a, de plus, constaté que le courant rectifié était dirigé tantôt dans un sens, tantôt en sens contraire.

Il ne faudrait pas exagérer l'importance de ces expériences, car si dans les deux cas les conducteurs paraissent identiques, ils ne le sont pas en réalité; les surfaces en regard peuvent avoir des courbures un peu différentes et de plus l'acier employé par moi et l'or d'horlogerie utilisé par M. Cayrel ne sont pas des corps purs.

J'ai réussi cependant plusieurs fois, en plaçant les deux billes l'une au-dessus de l'autre et en variant les points en regard par la rotation de la sphère inférieure dans son support, à réaliser le détecteur symétrique parfait. Il est caractérisé par ce fait qu'il ne donne aucun son tant que l'on donne la même valeur au potentiel de chaque conducteur, mais qu'il résonne dès que l'on établit dans un sens ou dans l'autre une différence de potentiel entre les deux billes, le son rendu ayant la même intensité dans les deux cas.

Remarque. — Le diamètre des billes d'acier dans l'expérience que je viens de décrire ne doit pas être quelconque; si la détection est assez stable quand le diamètre est 3 cm, elle ne l'est plus dès qu'il dépasse une certaine limite. J'ai essayé avec deux billes de 5 cm 8 pesant 535 gr. suspendues à des fils de cuivre de 15 cm de longueur et de très faible section, la détection a été obtenue facilement, elle a persisté tant que les corps n'ont pas atteint une complète immobilité, mais le son ne s'entendait plus quand tout mouvement des billes

avait cessé. Il suffisait alors de toucher légèrement le support de l'appareil pour entendre de nouveau; ces faits n'ont rien d'étonnant, car si dans le cas des petites sphères l'élasticité du métal est suffisante pour éloigner automatiquement les conducteurs attirés par la pression électrostatique ou si encore les infimes particules de graphite ou de cémentite, corps moins conducteurs que le fer, pouvaient jouer efficacement le rôle des poussières décohérentes, il n'en est plus de même avec les sphères volumineuses dont l'inertie est en rapport avec leur masse.

Avant d'aller plus loin et d'indiquer les résultats des recherches faites avec les systèmes métalliques formés d'une pointe et d'une plaque, je tiens à revenir sur le mécanisme de la détection. Celle-ci est due, comme il a été dit (1), à un passage d'électrons de l'un des conducteurs sur l'autre, passage qui est plus facile dans un sens que dans le sens opposé.

Dans la théorie électronique des métaux, on admet que ces corps renferment par unité de volume un certain nombre d'électrons libres, nombre qui dépend de la nature du métal. Ces électrons se comportent comme les molécules des gaz, c'est-à-dire sont animés de mouvements désordonnés dans tous les sens, leur vitesse moyenne est très grande car leur masse est excessivement faible.

Soit un métal A qui à la température considérée renferme N_a électrons par unité de volume. Voyons ce qui se passe à sa surface.

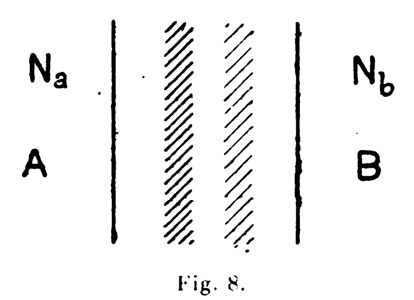


Fig. 8.

Des électrons franchissent celle-ci, mais comme leur départ crée un champ qui les force à rentrer, ils ne vont pas loin, la plupart rentrent après avoir parcouru une distance d qui dépend de la température. Il existe donc sur toute la surface de A une atmosphère d'électrons d'épaisseur d et dont la densité est maxima à cette distance d. Cette

(1) *Onde Électrique*, n° 52, avril 1926, p. 149.

densité de la couche électronique doit évidemment être d'autant plus grande que le nombre d'électrons libres Na est plus élevé. Remarquons que les physiciens s'accordent pour attribuer à l'épaisseur d une valeur de l'ordre du centième de micron, soit 10^{-6} cm.

Pour un autre métal B, on peut faire le même raisonnement et montrer que la surface de ce corps doit être tapissée d'une couche électronique de même épaisseur, mais de densité différente, si, comme il est naturel de le supposer, ce métal B renferme par unité de volume un nombre Nb d'électrons libres différent de Na. Imaginons maintenant que les deux métaux soient disposés comme l'indique la figure 8, les surfaces planes en regard parallèles et qu'on diminue progressivement leur distance. Il arrivera un moment où les brouillards électroniques s'aborderont; c'est alors, selon moi, que la détection devient possible. Tout se passe alors comme dans une lampe valve, avec cette différence que dans la lampe dont il s'agit on fait avancer le brouillard d'électrons du filament en élevant la température de celui-ci, tandis qu'avec les dispositifs que j'ai étudiés on fait avancer le brouillard en déplaçant le métal qui le porte. La difficulté est, dans ce dernier cas, de maintenir constante la distance des deux conducteurs et l'on a vu comment il est possible de résoudre le problème.

Si la comparaison du détecteur métallique et d'une lampe valve peut se soutenir, il doit être possible de trouver le sens du courant rectifié. Ce courant doit aller du conducteur le plus pauvre en électrons libres vers celui qui en possède le plus, du moins si les surfaces en regard sont planes. Nous examinerons plus loin le cas d'une pointe et d'un plan.

Est-il possible de connaître les nombres Na et Nb? Non, mais la théorie électronique conduit à l'établissement d'une formule qui donne la valeur du rapport de ces deux nombres en fonction de la force électromotrice thermoélectrique du couple formé des métaux considérés, les soudures étant respectivement aux températures T° et T + I°. Soit Na/b cette force électromotrice. On a : (log. signifiant log. népérien)

$$\log . Na/nb = 0{,}00011\ Eb/a.$$

Le rapport des nombres d'électrons libres est aussi en relation avec les conductivités spécifiques Ca et Cb des deux métaux. Si, en effet, on admet que pour une température donnée, le libre parcours moyen des électrons est indépendant de la nature du métal, on a :

$$Ca/Cb = Na/Nb.$$

Si l'on assimile la surface active de la sphère utilisée dans notre

premier appareil à un plan, on trouve que les résultats expérimentaux sont assez d'accord avec ces conclusions théoriques, du moins quand il s'agit de couples pour lesquels Ea/b a une valeur notable.

Remarque. — Avant d'aller plus loin je tiens à montrer pourquoi une vérification parfaite des conclusions théoriques n'est pas possible. Essayons de nous faire une idée des dimensions de la partie réellement utile des détecteurs employés. Si R représente le rayon de la sphère, le rayon de la surface active est donné par

$$2R.10^{-5} = r^2.$$

La surface de la zone où la détection a lieu est

$$\pi R 10.^{-6} 2$$

Avec la bille de 5 cm de rayon on trouverait que la surface considérée vaut environ 15 centièmes de mmq.

Même pour des corps parfaitement polis il est difficile d'affirmer qu'une portion de surface de cette grandeur est plane ou a une courbure constante.

Détection par les pointes. — Quand l'un des conducteurs est en forme de pointe, la distribution des électrons n'est plus la même que lorsqu'il s'agit de deux plans ou d'un plan et d'une sphère de grand diamètre. Sous l'action de la pression électrostatique, la couche électronique qui tapisse la surface du métal qui forme la pointe s'éloigne de celle-ci et le passage des électrons peut être plus facile dans la direction pointe-plan. Dans ces conditions le courant rectifié pourra être dirigé dans le sens plan-pointe, même si le sens du pouvoir thermoélectrique indique pour le couple de métaux dont il s'agit la direction inverse.

J'ai vérifié ceci à l'aide d'aiguilles à coudre avec lesquelles j'ai détecté par calage au liège avec des lames de Ni, Ag, Au, etc. Toujours le courant rectifié était dans le sens métal-aiguille. J'ai repris les mêmes expériences avec des aiguilles à pointe usée, comme je l'ai dit plus haut; le courant rectifié s'est montré de sens contraire dans tous les cas, ce sens était celui du courant thermoélectrique en supposant que le contact considéré constitue la soudure chaude.

En résumé, si les métaux mis en présence sont plans ou ont même courbure, le sens du courant rectifié est celui du courant thermoélectrique à travers la soudure chaude, ou encore, ce courant va du métal qui renferme le moins d'électrons libres par unité de volume à celui qui en renferme le plus, ou enfin, mais approximativement, du métal le moins conducteur au métal le plus conducteur.

Si les surfaces en regard ne sont plus des plans, deux cas peuvent se présenter : 1° La pointe est formée du métal le plus conducteur et le courant rectifié est certainement dans le sens plaque-pointe; 2° La pointe est formée du métal le moins conducteur, alors on ne peut rien dire ; selon la valeur de la courbure de la pointe, le courant rectifié est dans un sens ou dans l'autre.

Remarque. — Si nous appliquons la formule indiquée plus haut et qui donne la valeur de la surface réellement active :

$$2\pi R.10^{-6}.$$

nous trouvons pour une pointe de rayon de courbure extrême de 0 mm 1 une surface active de l'ordre du millième de mmq. Il est inutile, je pense, d'insister et de montrer que la notion de courbure déduite de la connaissance de la forme générale des corps n'a plus ici aucun sens.

De tous les détecteurs que j'ai décrits dans ce mémoire, je donne la préférence au point de vue pratique au détecteur figure 1 avec plan P en acier et bille de roulement de 5 cm de diamètre argentée par galvanoplastie. Ce détecteur donne des sons aussi intenses que le détecteur à galène et beaucoup plus purs. De suite on a la détection, car il n'est pas de région plus sensible qu'une autre.

Influence de la nature du diélectrique interposé. — Avec cet appareil où l'on peut, si l'on veut, faire varier la nature des métaux, il est facile de remplacer l'air par un diélectrique liquide quelconque qui mouille les conducteurs; il suffit de déposer une goutte du corps entre la sphère et le plan P.

Je ne donnerai pas la liste de tous les liquides que j'ai considérés. Parmi eux, les carbures : benzène, essence de térébenthine, huile de vaseline, etc., les dérivés halogénés des carbures : chloroforme, tétrachlorure de carbone, iodure de méthyle, tétrachloroéthane, bromure de propyle, chloronaphtalène, etc., l'éther anhydre, la diméthylaniline, etc., tous ces corps se comportent comme l'air et ne paraissent pas agir sur l'épaisseur de la zone de détection. Par exemple, l'appareil étant réglé pour la détection dans l'air, celle-ci persiste avec la même intensité et l'on introduit avec précautions le liquide entre les conducteurs.

Tous les liquides signalés plus haut et tous ceux qui, comme eux, n'entravent pas la détection sont des isolants parfaits. Les corps comme les aldéhydes, les cétones, les dérivés nitrés arrêtent la détection ; ils sont en effet un peu conducteurs.

Avec un appareil réduit j'ai essayé la détection dans les gaz. Les

gaz hydrogène, oxygène, azote, anhydride carbonique, ammoniac, oxygène ozonisé, gaz d'éclairage n'ont rien changé au phénomène.

Enfin j'ai réussi à détecter entre métaux dans le vide réalisé par la trompe à mercure de Langemuir.

Tous ces résultats sont en complet accord avec ceux que Blanc [1] a déduits de l'étude de la cohération.

H. PÉLABON.

LA POSSIBILITÉ DE LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL DIRIGÉE A GRANDE CONCENTRATION

Par E. BELLINI, *docteur ès Sciences.*

SOMMAIRE. — La télégraphie sans fil dirigée s'est toujours proposé comme modèle la concentration des ondes lumineuses qu'on obtient avec un projecteur. On savait et on supposait que deux ou plusieurs antennes verticales, convenablement espacées, pouvaient produire une concentration des ondes électro-magnétiques. Mais jusqu'en 1914 on ne savait pas comment s'y prendre. Cet article a le premier indiqué la voie à suivre pour atteindre ce but.

La possibilité d'engendrer assez facilement les ondes courtes et les résultats extraordinaires qu'elles fournissent, ont remis au premier plan des problèmes à résoudre celui de la concentration de ces ondes en faisceau aussi étroit que possible.

Nous estimons donc qu'il ne sera pas dépourvu d'intérêt d'insérer la traduction suivante d'un article publié le 18 décembre 1914 dans le journal anglais *The Electrician*, ayant le titre ci-dessus.

Nous remercions *The Electrician* de l'autorisation qu'il a bien voulu nous accorder de publier cette traduction.

Depuis les origines de la télégraphie sans fil on s'est efforcé de restreindre l'espace occupé par les ondes électromagnétiques. L'idéal était de réduire la transmission à un pinceau d'ondes dirigé vers le poste récepteur et de réduire à une valeur aussi faible que possible l'angle dans lequel la réception était possible. Les avantages de la dirigeabilité consistent dans l'indépendance des communications, dans le secret, dans l'économie de l'énergie nécessaire à la transmission et dans la découverte de la direction et de la position du poste émetteur.

[1] Blanc. Thèse. Faculté des sciences de Paris (1905).

Plusieurs expérimentateurs, guidés par les analogies avec les phénomènes lumineux, tâchèrent d'atteindre le but susdit par l'emploi de miroirs paraboliques ou d'un ensemble d'antennes linéaires occupant la place de véritables génératrices d'un cylindre parabolique. Les résultats obtenus ne furent pas encourageants et la méthode fut abandonnée.

S. G. Brown (Brevet britannique, n° 14449/99) fut le premier à

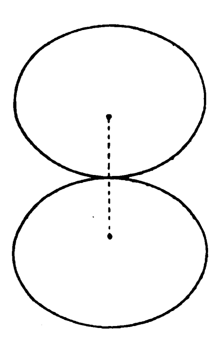


Fig. 1.

imaginer un aérien dirigeable. Celui-ci était formé par deux antennes verticales égales, distantes d'une demi-longueur d'onde, dans lesquelles on engendrait des courants égaux, mais différant en phase d'une demi-période. La dirigeabilité était obtenue par l'interférence des ondes émises par les deux antennes. La figure 1 est le diagramme de l'intensité du champ électromagnétique engendré par cet aérien en des points suffisamment éloignés [1].

A. Blondel (Brevet belge, n° 163516/02; brevet britannique,

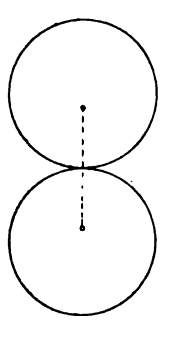


Fig. 2.

[1] Pour les méthodes de calcul des diagrammes de cet aérien et des autres, voir *Jahrbuch der Drahtlosen Telegraphie*, Bd. 2, Heft 4, pp. 301 et suivantes. Zenneck, *Lehrbuch der Drahtlosen Telegraphie*, pp. 410 et suivantes.

n° 11427/03) démontra qu'il était possible de diminuer la distance entre les antennes verticales de l'aérien Brown à moins d'une demi-longueur d'onde et donna des indications précises pour leur usage et leur excitation. La figure 2 montre le diagramme de l'intensité du champ quand la distance entre les antennes verticales ne dépasse pas un sixième de la longueur d'onde.

M. Blondel imagina aussi le type d'aérien dirigeable formé par deux antennes verticales, distantes d, les courants dans les deux antennes différant en phase de $\pi\left(1-2\frac{d}{\lambda}\right)$. Quand d ne dépasse pas $\frac{\lambda}{4}$ cet aérien est unilatéral, c'est-à-dire qu'il n'émet pas d'énergie à

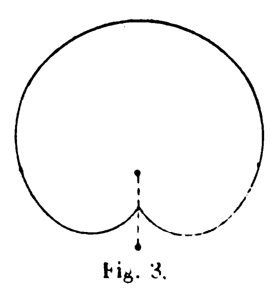


Fig. 3.

180 degrés. La figure 3 montre le diagramme de l'intensité du champ engendré par cet aérien dans le cas où d ne dépasse pas $\frac{\lambda}{12}$.

Mais M. Blondel, dans les brevets ci-dessus cités, fit faire à la dirigeabilité un progrès extrêmement important. Il disposa deux

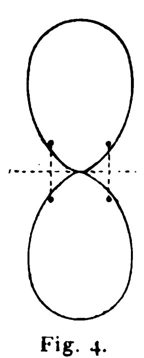


Fig. 4.

aériens dirigeables égaux parallèlement à la distance d'une demi-longueur d'onde. Le résultat de ce dispositif est celui de diminuer, plus ou moins, suivant la direction, les composantes du champ suivant la direction perpendiculaire à leur plan (fig. 4). Le diagramme est par

conséquent plus pointu que celui de chaque aérien pris séparément. Le diagramme de la figure 4 se refère au cas de deux aériens Brown. Ce diagramme comparé à celui de l'aérien Brown (fig. 1) montre clairement quel progrès important représente la juxtaposition de deux aériens dirigeables.

J. S. Stone (Brevet U. S. A., n° 716134/01) imagina un autre type d'aérien dirigeable formé par deux antennes verticales distantes d'une demi-longueur d'onde et oscillant en phase. Dans ce cas, la direction de rayonnement maximum est perpendiculaire au plan

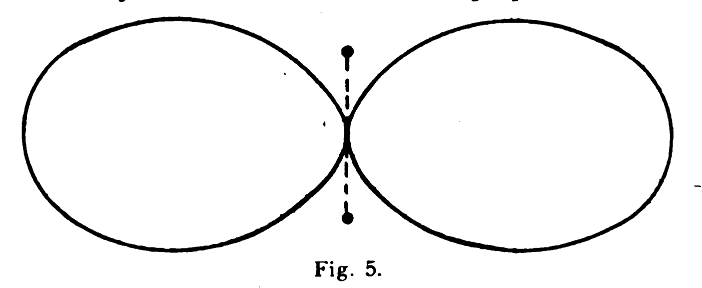


Fig. 5.

contenant les deux antennes. Le diagramme du champ engendré par cet aérien est représenté par la figure 5.

F. Braun (*The Electrician*, 25 mars et 1er juin 1906) reprit à nouveau l'étude des miroirs paraboliques. Il est intéressant de remarquer qu'il réussit à obtenir en laboratoire le diagramme du

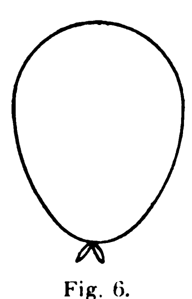


Fig. 6.

champ engendré par un oscillateur et un miroir parabolique. Ce diagramme est reproduit à la figure 6.

Bellini et Tosi (Brevet britannique, n° 4801/09, *The Electrician*, 15 janvier 1909) obtinrent un aérien unilatéral par la superposition d'un aérien vertical et d'un aérien Brown ou Blondel. La même figure 3 représente le diagramme de cet aérien pour le cas où l'aérien Blondel a une largeur n'excédant pas un sixième de la longueur d'onde.

Tous ces diagrammes sont plats, ne présentent pas de maximum

bien défini. J'ai voulu chercher s'il était possible d'imaginer des aériens dirigés mais donnant des diagrammes plus pointus, se rapprochant de ceux qu'on obtient avec les miroirs paraboliques et les ondes lumineuses. Je suis parti du principe de la juxtaposition des aériens dirigés, imaginé par M. Blondel. L'accouplement de deux aériens comme ceux de la figure 1 a fourni l'aérien de la figure 4. Le diagramme de cet aérien est beaucoup plus pointu que celui de la figure 1. J'ai pensé qu'en disposant à une demi-longueur d'onde deux aériens du type de la figure 4, le diagramme de l'intensité du champ électromagnétique serait encore plus pointu. En effet, la figure 7

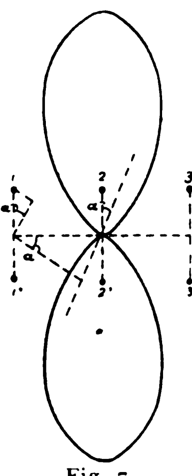


Fig. 7.

montre le résultat qu'on obtient. Le diagramme est plus pointu. L'aérien résultant est formé de trois aériens Brown distants d'une demi-longueur d'onde, l'intensité du courant dans l'aérien central étant le double de celle dans chacun des aériens latéraux.

La méthode de calcul de l'intensité du champ est la méthode à laquelle on a déjà fait allusion. Cette méthode consiste, comme il est bien connu, à considérer que chaque antenne engendre un champ et que le champ résultant en chaque point est la somme de tous ces champs composants. Cette méthode a été vérifiée par l'expérience pour le cas des aériens dirigés simples : nous sommes donc justifiés en admettant que nous pouvons l'adopter dans le cas de l'accouplement de deux ou plusieurs aériens.

Le calcul pour le cas de la figure 7 est le suivant :

Antenne verticale (1) $\varepsilon_1 = E_1 e^{-\delta t} \sin\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin\alpha - \frac{\lambda}{4}\cos\alpha\right)\right]$

Antenne verticale (1') $\varepsilon_1' = -E_1 e^{-\delta t} \sin\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin\alpha + \frac{\lambda}{4}\cos\alpha\right)\right]$

— (2) $\varepsilon_2 = 2E_1 e^{-\delta t} \sin\left[\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{4}\cos\alpha\right)\right]$

— (2') $\varepsilon_2' = -2E_1 e^{-\delta t} \sin\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{4}\cos\alpha\right)\right]$

— (3) $\varepsilon_3 = E_1 e^{-\delta t} \sin\left[\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin\alpha + \frac{\lambda}{4}\cos\alpha\right)\right]$

— (3') $\varepsilon_3' = -E_1 e^{-\delta t} \sin\left[\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{2}\sin\alpha - \frac{\lambda}{4}\cos\alpha\right)\right]$.

En combinant (1) et (3'), (3) et (1'), (2) et (2') on obtient :

$$(1, 3') = -2E_1 e^{-\delta t}\cos\omega t \sin\left[\pi\sin\alpha - \frac{\pi}{2}\cos\alpha\right]$$

$$(3, 1') = 2E_1 e^{-\delta t}\cos\omega t \sin\left[\pi\sin\alpha + \frac{\pi}{2}\cos\alpha\right]$$

$$(2, 2') = 4E_1 e^{-\delta t}\cos\omega t \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right].$$

En combinant maintenant (1, 3') et (3, 1') on obtient :

$$(1, 1', 3, 3') = 4E_1 e^{-\delta t}\cos\omega t \cos[\pi\sin\alpha]\sin\left[\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right].$$

De celle-ci et de la (2, 2') on tire enfin :

$$(1, 1', 2, 2', 3, 3') = 4E_1 e^{-\delta t}\cos\omega t \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right][1 + \cos(\pi\sin\alpha)].$$

L'équation du diagramme est, par conséquent :

$$\rho = \rho_0 \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right][1 + \cos(\pi\sin\alpha)] = \rho_0 \sin\left[\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right]\cos^2\left[\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right].$$

En disposant maintenant à une demi-longueur d'onde deux systèmes aériens du type de la figure 7, on obtient l'aérien et le dia-

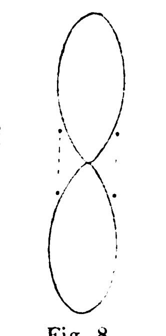


Fig. 8.

gramme de la figure 8. Cet aérien est formé de quatre aériens Brown, les intensités du courant dans les deux du milieu étant trois fois celles dans les aériens extrêmes.

En procédant de la même manière il est facile de se rendre compte que si on a un système de n aériens dirigés, les intensités des courants doivent être dans les rapports donnés par la série suivante, en commençant par un des aériens extrêmes :

$$1, \frac{n-1}{1}, \frac{(n-1)(n-2)}{1.2}, \frac{(n-1)(n-2)(n-3)}{1.2.3}, \ldots$$

Le diagramme de l'intensité du champ électromagnétique est représenté par l'équation suivante, dans le cas où n est pair :

$$\rho_\alpha = \rho_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)\Big\{\cos\left[(n-1)\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right] + \frac{n-1}{1}\cos\left[(n-3)\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right] + \frac{(n-1)(n-2)}{1.2}\cos\left[(n-5)\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right] + \ldots + \frac{(n-1)(n-2)\ldots\frac{1}{2}(n+2)}{1.2.3\ldots\frac{1}{2}(n-2)}\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right)\Big\}.$$

Dans le cas où n est un nombre impair :

$$\rho_\alpha = \rho_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)\Big\{\cos\left[(n-1)\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right] + \frac{n-1}{1}\cos\left[(n-3)\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right] + \frac{(n-1)(n-2)}{1.2}\cos\left[(n-5)\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right] + \ldots + \frac{1}{2}\,\frac{(n-1)(n-2)\ldots\frac{n+1}{2}}{1.2.3\ldots\frac{n-1}{2}}\Big\}.$$

La somme des termes en parenthèse {} est dans les deux cas égale à :

$$2^{n-2}\cos^{n-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right).$$

Par conséquent, le diagramme de l'intensité du champ électromagnétique sera donné par l'équation :

$$\rho_\alpha = \rho_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)\cos^{n-1}\left(\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right).$$

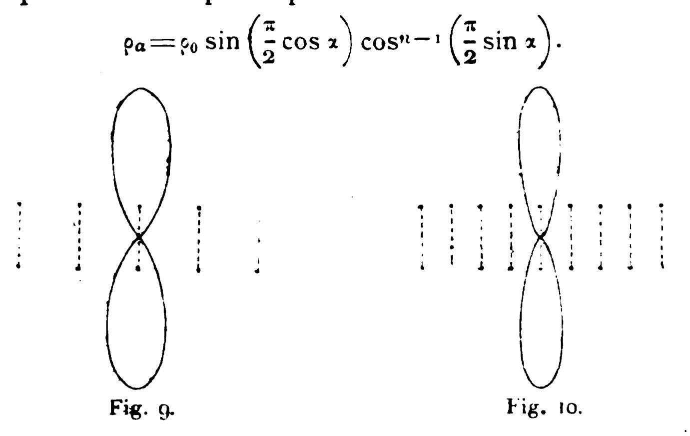


Fig. 9. Fig. 10.

Il est facile de calculer les diagrammes en partant de cette équation.

La figure 9 montre le cas de cinq aériens Brown, la figure 10 le

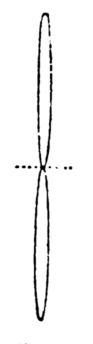


Fig. 11.

cas de neuf et la figure 11 le cas de cinquante aériens. Dans ce dernier cas l'acuité est vraiment remarquable.

Si nous définissons comme « acuité » le rapport de l'intensité à zéro degré à celle à 10 degrés, on obtient les résultats suivants :

Nombre d'aériens Brown	1	2	3	4	5	9	50
Acuité	1,01	1,04	1,08	1,12	1,15	1,33	5,90

Si, au lieu d'employer des aériens Brown, on emploie des aériens Blondel, dont la largeur ne dépasse pas $\frac{\lambda}{6}$, les diagrammes correspondants seraient légèrement plus pointus.

La même méthode peut être appliquée à tous les aériens dirigés.

Si ceux-ci sont des aériens Stone, on obtient une série d'antennes verticales, contenues dans le même plan vertical, les intensités des courants étant les mêmes que précédemment. Les diagrammes sont tout à fait analogues aux précédents.

Si on emploie des aériens unilatéraux Blondel, on obtient une solution plus complète du problème de la dirigeabilité. Les diagrammes sont les moins pointus des diagrammes considérés jusqu'ici, mais la différence diminue au fur et à mesure qu'augmente le nombre des aériens. Le diagramme pour le cas de cinquante aériens est représenté par la figure 12. Il est pratiquement la moitié du dia-

gramme de la figure 11 et constitue la solution pratiquement complète du problème de la dirigeabilité.

Avec des aériens unilatéraux Bellini-Tosi, on obtient des résultats analogues à ceux qu'on obtient avec les aériens unilatéraux Blondel. Avec des cadres on obtient les mêmes résultats qu'avec les aériens Brown et Blondel.

Nous avons parlé seulement de l'émission, mais il est clair que si

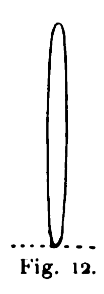


Fig. 12.

par des moyens appropriés, par exemple par l'emploi de résistances ohmiques, on oblige les courants dans les différents aériens à avoir les valeurs ci-dessus énoncées, le système aérien sera également dirigé pour la réception.

Il n'est pas possible de vérifier expérimentalement les déductions précédentes pour l'émission, parce qu'on manque des moyens pour engendrer des oscillations électriques entretenues ayant la phase, l'intensité et la fréquence voulues. Mais il semble qu'il ne puisse pas y avoir de doute sur la réalité des faits exposés ci-dessus.

F. BELLINI.

Sur la recherche d'une correspondance entre les perturbations magnétiques et les perturbations dans la propagation des ondes électromagnétiques.

Par Ch. MAURAIN

Professeur à la Sorbonne, Directeur de l'Institut de Physique du Globe.

SOMMAIRE. — Il a été fait une étude statistique de l'agitation magnétique à l'observatoire du Val Joyeux lors des principales perturbations dans l'intensité de signaux radioélectriques à grande longueur d'onde reçus à l'observatoire de Meudon pendant les années 1922-23-24. Le résultat est que la valeur moyenne de l'agitation magnétique lors de ces perturbations est sensiblement la même que la valeur moyenne générale ; les perturbations magnétiques n'ont donc pas



eu un rôle notable dans la production de ces perturbations radioélectriques. Si on fait porter la statistique seulement sur les journées pour lesquelles se sont produites des perturbations dans l'intensité des réceptions radioélectriques pour les deux postes émetteurs étudiés, Bordeaux et Nantes, on obtient cependant une agitation magnétique moyenne supérieure à la moyenne générale ; mais le nombre de ces journées dans les trois années est trop faible pour qu'on puisse tirer une conclusion de ce résultat particulier.

Dans un mémoire récent (¹) Nichols et Schelleng ont montré que, si l'ionisation atmosphérique exerce une action sur la propagation des ondes électromagnétiques, dans cette action intervient le champ magnétique terrestre. Ce champ magnétique éprouve fréquemment des perturbations qui prennent parfois une grande ampleur ; on peut penser, si les choses se passent ainsi, que les perturbations magnétiques doivent être accompagnées de perturbations dans la propagation des ondes électromagnétiques.

Certaines correspondances de ce genre ont été signalées, par exemple dans un mémoire d'Espenchied, Anderson et Bailey (²), où ces auteurs donnent les résultats de l'étude de la transmission à travers l'Atlantique d'ondes électromagnétiques à grande longueur d'onde ($\lambda = 5\,270$ m). Mais il convient de remarquer que les perturbations magnétiques et radioélectriques sont assez fréquentes, et ces correspondances ne prendraient une certaine portée que si elles étaient assez générales.

La manière la plus directe d'étudier le problème est de rechercher si lors des fortes perturbations magnétiques, on constate des perturbations dans les transmissions radioélectriques. Il semble que, en général, les communications par T. S. F. ne sont nullement troublées au moment des orages magnétiques ; du moins, les renseignements que j'ai pu recueillir à ce sujet sont tous en ce sens. Une étude précise pourrait être faite par les stations qui disposent de mesures radioélectriques continues ou assez fréquentes chaque jour ; les éléments du champ magnétique terrestre sont enregistrés sans interruption dans les observatoires magnétiques, et on connait ainsi exactement les dates, l'heure et l'intensité des perturbations magnétiques.

Les mesures d'intensité qui sont faites par M. Mesny à l'observatoire de Meudon portent sur la réception chaque jour de signaux émanant de différents postes, à une heure déterminée pour chaque

---

(¹) H. W. Nichols and J. C. Schelleng, Propagation of electric Waves over the Earth, an Investigation of the Effect of the Earth's magnetic Field on the Propagation of electromagnetic Waves through the ionized upper Atmosphere ; The Bell System Technical Journal, vol. IV, n° 2, April 1925. — H. W. Nichols est mort quelques mois après la publication de ce mémoire.

(²) L. Espenchied, C. N. Anderson and A. Bailey, Transatlantic Radio Telephone Transmission ; Electrical Communication, vol. IV, n° 1, p. 1, July 1925.

poste. J'ai cherché s'il existait une relation entre les principales perturbations observées dans ces réceptions et l'agitation magnétique observée à la Station magnétique du Val Joyeux, pendant les années 1922, 1923 et 1924.

Au Val Joyeux (environ 10 km à l'ouest de Versailles), sont enregistrées de manière continue les variations de trois éléments du champ magnétique terrestre, la déclinaison et les composantes horizontale et verticale. L'agitation magnétique de chaque jour est caractérisée, d'après l'aspect plus ou moins troublé des diagrammmes, par l'un des chiffres de 0 à 7, qui correspondent aux états magnétiques indiqués ci-dessous :

0	1	2	3	4	5	6 ou 7
Calme	presque calme	peu agité	agité	très agité	perturbation	perturbation forte ou très forte

Les intensités des réceptions radioélectriques à Meudon sont données graphiquement dans *l'Onde Électrique,* passim. J'ai pris pour les émissions de Nantes (U. A. $\lambda=9.000$ m, à 14 h. 15) et celles de Bordeaux (L. Y. $\lambda=23.400$ ou 18.900 m, à 19 h. 57) les pointes les plus accentuées vers les valeurs fortes ou vers les valeurs faibles et noté le chiffre caractérisant l'agitation magnétique à ces moments. Les chiffres qui sont publiés pour chaque journée dans les *Annales de l'Institut de Physique du Globe et du Bureau central de magnétisme terrestre* sont établis d'après l'aspect des diagrammes de la journée ; j'ai déterminé ceux que j'ai notés d'après le caractère des diagrammes obtenus pendant la partie de la journée comprenant les observations radioélectriques, en fondant l'appréciation numérique sur les valeurs publiées.

Une première remarque à faire est qu'il n'y a aucune apparence de relation entre les perturbations dans l'intensité des réceptions concernant Nantes et de celles concernant Bordeaux. Or les perturbations magnétiques sont pratiquement simultanées et identiques sur des étendues bien plus grandes que la France, et elles durent généralement plusieurs heures et même souvent des journées entières. Si donc une anomalie dans l'intensité des réceptions était reliée à une perturbation magnétique, elle devrait généralement être constatée le même jour pour Nantes et pour Bordeaux. Or j'ai noté pendant les trois années 1922-23-24, 89 perturbations pour Bordeaux, et c'est seulement pour 11 de ces journées que j'ai noté une perturbation pour Nantes. Il paraît donc déjà probable que la plupart des perturbations notées dans la réception des ondes ne sont pas reliées à des perturbations magnétiques.

Voici, pour chacune de ces trois années, le Tableau des nombres des perturbations dans la réception des ondes qui correspondent à chacun des chiffres caractérisant l'agitation magnétique ; dans ce Tableau ne figurent qu'une fois les journées pour lesquelles il est présenté une anomalie dans la réception à la fois pour Nantes et pour Bordeaux.

Etat magnétique	1922 Bordeaux	1922 Nantes	1922 Total	1923 Bordeaux	1923 Nantes	1923 Total	1924 Bordeaux	1924 Nantes	1924 Total
0	3	2	5	12	8	20	10	8	18
1	17	5	22	3	3	6	7	4	11
2	5	5	10	3	3	6	8	4	12
3	9	9	18	4	1	5	2	1	3
4	2	2	4	1	0	1	1	1	2
5	1	2	3	1	0	1	0	0	0
6 ou 7	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Si on cherche, d'après ce Tableau, la valeur moyenne de l'agitation magnétique au moment des 147 perturbations notées pour l'intensité des réceptions radioélectriques, on trouve 1,50. Or les valeurs moyennes de l'agitation magnétique pendant chacune des années 1922, 1923, 1924 sont 1,066, 1,266 et 1,299, dont la moyenne est 1,54, valeur très voisine de 1,50. Ainsi, on peut dire que: la valeur moyenne de l'agitation magnétique au moment des perturbations dans l'intensité radioélectrique pendant ces trois années est sensiblement la même que la valeur moyenne générale. D'où la conclusion que les perturbations magnétiques n'ont pas un rôle notable dans la production des perturbations radioélectriques.

Il serait intéressant de faire porter ce mode de recherche d'une relation en particulier sur les journées pour lesquelles il y a eu anomalie dans la réception des ondes pour Nantes et pour Bordeaux ; mais le nombre de ces journées, qui n'est que 11 pour les trois années, est trop faible pour permettre une statistique ayant quelque poids. Si cependant on fait le calcul pour ces 11 journées, on trouve 2,18, valeur supérieure à la moyenne générale des trois années 1,54. Cela serait en faveur de l'hypothèse d'un rôle de l'agitation magnétique dans les transmissions radioélectriques de ces 11 journées ; mais, je le répète, le nombre des journées est trop faible pour qu'on puisse tirer de là une conclusion ; il est d'ailleurs à noter qu'aucune de ces journées ne correspond à une perturbation magnétique un peu forte, c'est-à-dire à une agitation notée 5, 6 ou 7.

Il convient d'ajouter deux remarques : 1° Les trois années 1922-23-24 correspondent à une époque pendant laquelle les perturbations magné-

tiques étaient relativement peu nombreuses; il y aura intérêt à faire porter des études analogues sur des époques de forte agitation magnétique, comme celle qui commence actuellement. 2° Les observations utilisées ici se rapportent à des transmissions radioélectriques à grande longueur d'onde; or d'après la théorie de Nichols et Schelleng, c'est sur la propagation d'ondes courtes, de l'ordre de 100 ou 200 m, que l'influence du champ magnétique doit être la plus marquée; il y aurait donc intérêt à utiliser l'observation d'ondes courtes.

Ch. MAURAIN.

NOTE SUR UN NOUVEAU MONTAGE NEUTRODYNE

Par F. DUFRENOY

Chef du Service des essais à la Radiotélégraphie militaire.

SOMMAIRE. — L'amplification H. F. avant détection est surtout intéressante pour les émissions faibles ou éloignées, ce qui est le cas dans la réception de la plupart des postes radiotélégraphiques à ondes de quelques centaines de mètres de longueur; le montage neutrodyne est alors tout indiqué.

On sait que si deux circuits oscillants sont couplés par une lampe, l'un dans son circuit de plaque, l'autre dans son circuit de grille, il existe, en plus du couplage dû aux caractéristiques de la lampe, une liaison de ces deux circuits par la capacité interne de la lampe dont les armatures sont la plaque et la grille. Lorsque les deux circuits ont des longueurs d'onde voisine, la différence de potentiel haute fréquence de la plaque suffit à dériver par cette capacité un courant suffisant et de phase convenable qui, passant dans le circuit de grille, entretient l'oscillation.

Ce phénomène est gênant dans les récepteurs de T. S. F. où l'on doit être maître de provoquer ou non l'oscillation et les rend peu maniables; c'est à cela que doit remédier le montage neutrodyne qui annule le couplage par la capacité de la lampe par un autre de même valeur mais de signe contraire. Dans le cas où l'on n'utilise pas de transformateur H F mais de simples circuits oscillants, on a les montages suivants:

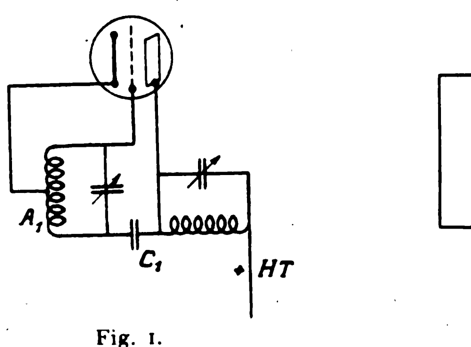


Fig. 1.

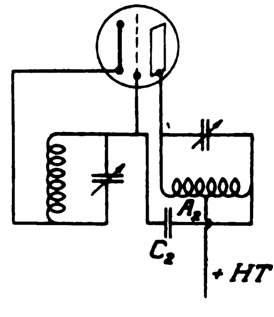


Fig. 2.

Les capacités C_1 et C_2 ont même valeur que la capacité interne de la lampe et les points A_1 et A_2 sont pris au milieu des selfs. Ces montages sont d'une efficacité complète mais présentent le grave défaut de n'utiliser dans le circuit de la lampe que la moitié de la différence de potentiel totale du circuit oscillant.

Si l'on considère que le courant dans un condensateur est directement proportionnel au produit de sa capacité par la tension qui lui est appliquée, on se rend compte qu'il suffit pour obtenir l'effet neutrodyne sans tomber dans le défaut précédent, de prolonger le bobinage d'un des circuits oscillants à partir du point où il est réuni au filament ou au pôle positif de la batterie haute tension d'une faible fraction de sa valeur et de faire débiter cette portion d'enroulement dans l'autre circuit couplé à travers un condensateur, la valeur de celui-ci sera égale à celle de la lampe multipliée par le rapport du nombre de spires du circuit oscillant au nombre de spires de son prolongement. On obtiendra ainsi les montages ci-dessous :

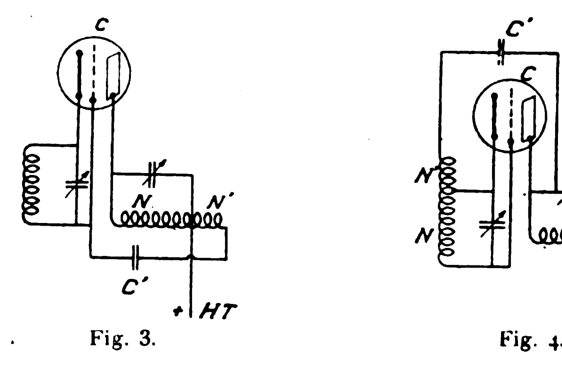


Fig. 3. Fig. 4.

dans lesquels on devra avoir :

$$CN = C'N'$$

N étant le nombre des spires du bobinage. N′ devra rester faible vis-à-vis de N, de manière à avoir une tension uniformément répartie le long de tout le bobinage.

Effectivement ces montages fonctionnent très bien ; ils ont de plus l'avantage accessoire d'être facilement réalisables.

F. DUFRENOY.

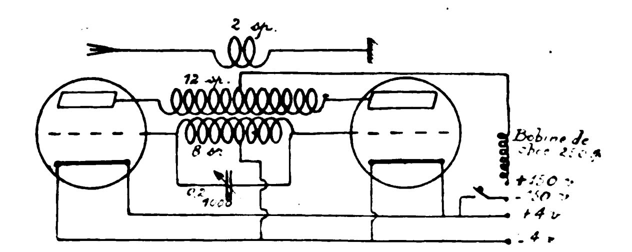
L'ÉMISSION A FAIBLE PUISSANCE

par R. DESGROUAS,

Professeur au Collège de Vire.

Des considérations analogues à celles qui sont développées dans l'article de M. P. Collard (*O. E.*, mai 1926) nous avaient amené à établir un poste émetteur de deux watts pour assurer une liaison rapide avec les stations 8FD (Orléans) et OCNG (Nogent-le-Rotrou) qui étudiaient la propagation des ondes courtes.

Après huit mois d'essais journaliers, nous sommes convaincu que



l'émetteur présentant les qualités recherchées par M. Collard est le « Montage symétrique ».

Il ne nous appartient pas ici de faire l'éloge de ce montage ; nous nous bornerons à résumer les résultats obtenus.

1° *Stabilité et sécurité des liaisons.* — Des communications quotidiennes, de jour et de nuit, avec le poste OCNG (QRB : 140 kilomètres), se poursuivent depuis cinq mois, par ondes de 48-50 mètres. L'intensité moyennne de la réception de nos signaux est *r*5, parfois même *r*7. La note de l'entretenue est très pure et stable.

(A noter que, pour ces faibles distances, l'onde de 85 — 100 mètres serait préférable, surtout la nuit.)

2° *Réduction de la puissance d'alimentation.* — La puissance employée n'a jamais dépassé 2 watts, avec 150 volts sur les plaques (accus). Les lampes étaient deux lampes de réception, soit du type à consommation normale, chauffées à 4,5 volts, soit des microtriodes Fotos, chauffées à 3 volts.

3° *Facilité d'installation et de mise en service.* — Nous n'avons pas fait d'essais d'émission sur cadre; nous avons employé l'antenne (deux fils de 30 mètres à 6 mètres de haut) et la terre (plaque de zinc enterrée) servant à la réception. Mais nos signaux ont été reçus *r*6-7, sur cadre carré de 0 m 20 de côté, à plus de 100 kilomètres, avec 1 D + 1 BF.

Ajoutons, pour les amateurs de records, qu'un tel poste permet de correspondre avec toutes les stations d'Europe et avec l'Afrique du Nord, dans un rayon de 2 000 à 3 000 kilomètres. Son prix de revient, nu, ne dépasse pas 50 francs. Il ne nécessite ni thermique, ni résistances, ni condensateurs au mica, et le schéma ci-contre en illustre l'extrême simplicité.

Un seul obstacle aux vœux de M. Collard : Notre législation de l'émission qui a besoin d'être refondue dans un esprit beaucoup plus libéral.

R. DESGROUAS.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Liste des nouveaux sociétaires.

MM. Pirc Krtod, lieutenant de vaisseau de la marine yougoslave, 12, rue de la Cavalerie, Paris-15e.

Chaybany (Fathollah), étudiant, 32, boulevard Pasteur, Paris.

Bonhomme (Théodore), capitaine d'infanterie coloniale, 5, rue de l'Amiral-Roussin, Paris-15e.

Peuch (Robert), radio-électricien, 84, boulevard Saint-Michel, Paris-5e.

Lombard de Buffières (Jacques), propriétaire-cultivateur, château de Milliassière, par Nivolas-Vermelle (Isère).

Pezopoulos (Kyriakos), capitaine de corvette de la marine hellénique, 13, rue Dutot, Paris-15e.

Degaudenzi (Fidel A.), officier de la marine argentine, 237, rue de la Convention, Paris-15e.

Martin (Marcel), étudiant, 10, rue de Parme, Paris-9e.

Zaky Sallam, ingénieur, 9, rue Champin, Sceaux.

Marinkovitch-Milinko, ingénieur, 9, rue Champin, Sceaux.

Ducommun (Émile), capitaine-aviateur, 85, rue Dupleix, Casablanca (Maroc).

Grossmann (Karl), élève-ingénieur, Asylstr, 35, Zurich 7 (Suisse).

Adamowitschs (Ansis), officier de l'armée lettone, 16, avenue de Tourville, Paris-7ᵉ.

Stern (Maurice), ingénieur-radio, 10, rue de Rome, Paris-8ᵉ.

Usui (Rensuke), professeur, Kobé Koto Kogyo Gakko, Nishidai Kobé (Japon).

Raven-Hart (Roland), ingénieur-radio, villa Montezemolo, Caletta, Livorno (Italie).

Ugo (Ferruta), lieutenant de vaisseau de la marine italienne, ministero cella Marina, Roma (Italie).

Fernandez Casado (Charles), ingénieur, 15, rue Delambre, Paris-14ᵉ.

Douguet (Louis), Service radiotélégraphique, station de Bach-Mai, par Hanoï (Tonkin).

Banachiewicz (Thadée), professeur, directeur de l'observatoire, 25, rue Copernic, Cracovie (Pologne).

Kanner (Jacques), étudiant, 157, rue Belliard, Paris-18ᵉ.

Tadeusz (Hubert), lieutenant de l'armée polonaise, 8, rue Hoza, Varsovie (Pologne).

INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Réseau des Émetteurs Français (Section Française de l'Union Internationale de Radio-Amateurs). — L'Assemblée générale du R. E. F. a eu lieu à la Sorbonne le 19 juillet 1926. Le nouveau bureau proposé fut élu presque à l'unanimité. Il est constitué comme il suit :

Président d'honneur : Jack Lefebvre 8 GL ; Présidents : Léon Deloy 8 AB ; Pierre Louis 8 BF ; Vice-Présidents : E. Le Blanc 8 DE ; A. Levassor 8 JN ; Secrétaires : R. Martin 8 DL ; J. Merger 8 GO ; R. Audureau 8 CA.

M. Levassor, président de séance, fit part en quelques mots du très vif plaisir que tous les amateurs avaient ressenti à voir Léon Deloy et Pierre Louis accepter la présidence du R. E. F.

Le Secrétaire fit part aux membres des modifications qui avaient été apportées aux statuts de l'Union. La cotisation au groupement national de 20 francs entraîne l'adhésion à l'IARU sans versement supplémentaire.

Le nouveau bureau du R. E. F. rédigea un message d'amitié à tous les amateurs français et aux groupements étrangers.

Le R. E. F. réunit tous les amateurs s'intéressant à l'émission et à la réception des ondes courtes. Son organe officiel est le « *Journal des Huit* », universellement connu. Son but est d'aider au développement de l'amateurisme ondes courtes et il demande à tous les amateurs de contribuer à son développement en apportant leur adhésion et leur collaboration.

Une rubrique spéciale est consacrée dans le « *Journal des Huit* » pour documenter d'une façon particulièrement efficace l'amateur débutant.

Toute la correspondance devra être adressée aux secrétaires :

R. Martin 8 DL, 63, boulevard de la République, Nîmes (Gard).

R. Audureau 8 CA, 29, rue de Bretagne, Laval (Mayenne).

Émissions sur ondes courtes du Centre Radiotélégraphique de Paris (Heures T. M. G.)

HORAIRE ET CORRESPONDANTS.

Poste de la Tour Eiffel (75 mètres)

01h30 à fin trafic . .	Trafic avec Beyrouth-Marine (FUL).
04.20 à 04.40	Bulletin météorologique « Le Verrier ».
08.40 à 09.00. . . .	Bulletin météorologique, Amérique, Navires Atlantique.
16.00 a 16.20. . . .	Bulletin météorologique « Le Verrier ».
22.50 à 23.10. . . .	Bulletin météorologique « Maury ».
23.30 à 00.30. . . .	Trafic avec Beyrouth-Marine (FUL).

Poste d'Issy-les-Moulineaux (32 mètres).

07h56 à 08h06. . . .	Signaux Horaires.
09.45 à 10.05	Météo Europe.
12.00 à 14.45	VAL (Berlin).
15.00 à fin trafic . .	FUL (Beyrouth-Marine).
16.00 à 16.15.	HVV (Nouméa) / HVA (Hanoï) — mardi, jeudi, samedi.
16 20 à 17.10. . . .	Réservé pour essais Reggau (OCRE).
17.15 à 17.55. . . .	FUL (Beyrouth-Marine).
18.00 à 19.55. . . .	HZA (Saïgon).
19.56 à 20.06	Signaux Horaires.
20.10 à 20.20	OCDB (Djibouti).
20.20 à 22.00	HZA (Saïgon).
22.00 à 22.50	OCDB (Djibouti).
22.50 à 23.05	Météo Europe.
23.10 à 00.00	Brazzaville.
00.00 à 01.30	OCDB (Djibouti)
02.00 à 03.00	Essais AABZ (Rio de Janeiro).

Le Salon de la T. S. F. — Le prochain Salon de la T. S. F. française sera ouvert du 23 au 31 octobre prochain au Grand Palais des Champs-Elysées dans le cadre du Salon de l'Automobile (2e Série).

C'est la troisième manifestation d'ensemble qu'organise l'industrie radioélectrique pour permettre aux amateurs de se rendre compte des progrès réalisés en France, dans le domaine de la télégraphie et de la téléphonie sans fil.

Chaque année, ce Salon prend une importance plus considérable. En 1924 il comprenait 90 exposants répartis sur une superficie de 1.060 m²; l'année dernière il avait 110 exposants et 1280 m²; cette année, 196 firmes différentes vont y prendre part et la surface occupée sera de 2.830 m². Ces chiffres valent mieux qu'un commentaire. Ils montrent avec quelle rapidité se développe l'industrie radioélectrique française malgré les incertitudes de l'heure au point de vue du régime des émissions radiophoniques et la crise économique traversée par le pays.

Le troisième Salon s'annonce comme un éclatant succès. Déjà les demandes de renseignements affluent. Nul doute que le public ne s'y presse pour admirer des réalisations où l'ingéniosité des constructeurs a fait merveille, en particulier pour simplifier la manœuvre des appareils récepteurs.

LES PERTURBATIONS ORAGEUSES DU CHAMP ÉLECTRIQUE ET LEUR PROPAGATION A GRANDE DISTANCE

UNE APPLICATION DE L'ÉLECTROMÈTRE AMPLIFICATEUR (¹)

Par Pierre LEJAY

Docteur ès sciences

Si ce travail, malgré ses lacunes, présente quelque intérêt, je le dois à l'aide que j'ai trouvée dans un grand nombre de milieux scientifiques. Je dois remercier ici tout d'abord M. Maurain, directeur de l'Institut de Physique du Globe de Paris, qui a mis à ma disposition tous les moyens dont il disposait, et qui, avec M. Salles, m'a grandement facilité par ses conseils les recherches d'électricité atmosphérique proprement dites.

L'amicale collaboration du P. Racine, de M. Nicolas, ingénieur à la S. F. R. et de M. A. Schæffer m'a été également très précieuse ; je dois au premier plusieurs artifices de calcul du premier chapitre, au second d'ingénieux montages dans les expériences; M. Schæffer m'a surtout aidé dans mes recherches sur les lampes. Les directions de la Radiotélégraphie Militaire et du Service Géographique de l'Armée m'ont procuré les amplificateurs et les oscillographes dont j'avais besoin, tandis que la Société d'Encouragement pour l'Industrie Nationale, l'Académie des Sciences (Fondation Loutreuil) et l'Institut d'Hydrologie et de Climatologie voulaient bien couvrir une partie des frais. Enfin M. Dauzère m'a fait à l'observatoire du Pic du Midi le meilleur accueil.

Que tous veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

SOMMAIRE. — *Introduction :* Rapide exposé de nos connaissances sur les orages. Caractères généraux du champ électrique terrestre à l'Observatoire du Pic du Midi ; conditions dans lesquelles furent faites les expériences qui seront exposées dans la suite du travail ; constance relative du champ en montagne.

I. Rappel de l'expression mathématique du champ produit par une décharge rectiligne assimilée à un doublet Application à la décharge des nuages : la variation du champ statique doit se faire sentir à grande distance ; les effets produits sur une antenne et sur un cadre peuvent être très différents ; la radiogoniométrie des atmosphériques n'est possible qu'à grande distance.

II. Les variations du champ statique pendant les orages ont été mesurées à l'aide d'une prise de potentiel au radium, reliée soit à un voltmètre électrostatique. soit, dans le cas d'orages éloignés, à un nouvel *électromètre amplificateur*, dont le principe et le mode d'emploi sont décrits en détail.

III. L'analyse d'une dizaine d'orages dont la distance varie entre 1 et 100 kilomètres montrent que les variations du champ statique atteignent 300 volts par mètre à 30 kilomètres de l'éclair, et quelques dixièmes de volt à 100 kilomètres. On constate d'une part que les éclairs coïncident avec les parasites reçus sur antenne et, d'autre part, qu'il y a de nombreuses variations du champ, brusques et violentes, sans manifestation lumineuse.

IV. Le montage ordinairement employé pour l'analyse des atmosphériques par l'oscillographe cathodique déforme les perturbations ; celles-ci ont une durée très courte, et affectent des formes très complexes.

V. Les données météorologiques ne sont pas en contradiction avec les résultats précédents, mais les confirment en quelque sorte ; il n'est pas légitime d'affirmer *en général* que les atmosphériques sont dépourvus de portée ; celle-ci dépend de la violence de la décharge qui a donné naissance à la perturbation, et peut être considérable.

(¹) Communication faite à la S. A. T. S. F., réunion du mercredi 14 avril 1926, thèse de doctorat.



INTRODUCTION

I. — État de la question.

L'état de nos connaissances sur les orages vient d'être exposé magistralement dans les traités de M. Mathias et de M. Chauveau (1). Je ne les reproduirai pas. Pour situer notre problème, je me contenterai de rappeler brièvement ici quelques opinions émises par les physiciens au cours des dernières années, simples hypothèses le plus souvent, proposées en passant comme explication de phénomènes encore mal connus ; en étudiant la nature des décharges orageuses et la propagation des perturbations qu'elles causent, nous aurons d'ailleurs l'occasion de discuter en détail plusieurs travaux relatifs à ces questions.

La plupart des auteurs faisant consister essentiellement l'orage en un certain nombre de décharges lumineuses très violentes, ont porté uniquement leur attention sur l'analyse de l'éclair, sans se préoccuper des décharges non lumineuses qui sont pourtant, nous le verrons, très importantes (2). A première vue, l'éclair se présente tantôt sous la forme de traits sinueux, plus ou moins enchevêtrés, tantôt comme un embrasement de vastes espaces, soit que la décharge elle-même soit alors voilée par des nuages, soit qu'elle se produise dans les hautes régions de la Troposphère.

Des observations plus précises ont montré qu'en réalité, l'éclair était le plus souvent composé d'un certain nombre de décharges successives, se reproduisant à peu près au même endroit à des intervalles réguliers de l'ordre du dixième de seconde (3). La rapidité du phénomène ne permet pas en général de l'analyser par l'observation directe, mais il est nettement mis en évidence par la photographie.

L'intensité du courant qui parcourt l'étincelle est encore mal définie. Les chiffres qui ont été déduits de certains effets de la foudre

(1) Le lecteur qui désirerait avoir une idée complète de nos connaissances sur ce chapitre de la physique du Globe voudra bien se reporter à l'abondante bibliographie de ces deux ouvrages maintenant classiques. Mathias : *Traité d'électricité atmosphérique et tellurique*, 1924. Chauveau : *Electricité atmosphérique*, 1925.

(2) J.-J. Rey a seul signalé, à notre connaissance, que « dans des régions plus ou moins voisines du sillon lumineux, il passe peut-être des torrents de charges élémentaires » et encore ne parle-t-il pas précisément de décharges sans éclair.

(3) Humphreys, *Physics of the air*, 1920.

concordent mal et n'inspirent pas grande confiance. Tout au plus peut-on dire que l'aimantation rémanente de certaines roches foudroyées et la fusion des tiges de paratonnerre (1) supposent des intensités considérables.

La quantité d'électricité débitée semble, au contraire, assez bien déterminée depuis les travaux de C. T. R. Wilson (2). A l'aide d'un électromètre capillaire spécialement construit dans ce but, ce physicien put enregistrer les variations du champ au cours d'orages proches et en déduire une valeur moyenne du « moment électrique », produit de la charge par la hauteur ; en admettant une hauteur moyenne pour les nuages, il put ainsi se faire une idée de l'ordre de grandeur des charges ; les valeurs trouvées varient autour de vingt coulombs.

Sur le caractère oscillatoire de la décharge, les opinions sont partagées ; la plupart des auteurs le supposent, sans d'ailleurs donner d'autre preuve que l'action de l'éclair sur les antennes (3), tandis qu'à l'unanimité des expérimentateurs, ou à peu près, l'oscillographe cathodique semble révéler des décharges apériodiques (4).

De même, alors que pour de Blois la durée de l'éclair serait de l'ordre du dix-millième de seconde (plusieurs auteurs parlent du millionième), Norinder (5) et Watson Watt (6) les allongent jusqu'au centième ou même jusqu'au vingtième. Nous verrons que les dispositifs expérimentaux de ces derniers, si ingénieux qu'ils soient, présentent le grave défaut de déformer les perturbations analysées et qu'il y aurait lieu de reprendre ces mesures dans d'autres conditions.

La propagation des parasites, leur origine, leurs rapports avec les orages forment autant de domaines qui, au point de vue expérimental, n'ont pas encore été suffisamment explorés. On sait depuis longtemps que les décharges orageuses provoquent des troubles dans les radio-

(1) Plusieurs paratonnerres du Pic du Midi ont ainsi été fondus sur une longueur de près d'un centimètre. Leur extrémité a pris la forme d'une hémisphère de 8 à 10 mm de diamètre.

(2) C.-T.-R. Wilson, « On some determinations of the sign and magnitude of electric discharges in lightning flashes, *Phil. Trans.*, 221, 1920, p. 73; *Proc. Roy. Soc.*, 92, 1916, p. 555; résumé dans Maurain : *Physique du Globe*, p. 186, et dans Chauveau : *Electricité atmosphérique*, t. II, p. 241.

(3) Cette preuve n'a évidemment aucune valeur; des « chocs » agiraient aussi. M. Mathias propose encore comme argument, le « skin effect » de certains coups de foudre plutôt étranges : Mathias, *op. cit.*, p. 309.

(4) Voir à ce sujet le chapitre que Humphreys ne craint pas d'intituler « Discharges direct, not alternating », *Physics of the air*, 1920, p. 382. Toutes les raisons que donne l'auteur ne sont pas également probantes; on ne voit pas par exemple comment l'action de certains éclairs sur des appareils téléphoniques prouverait qu'il n'y a pas production d'oscillations de haute fréquence.

(5) Norinder, *Teknisk Tidskrift*, t. 33, Stockolm 1923, p. 190.

(6) R. A.-W. Watt et E.-V. Appleton, « On the Nature of Atmospherics », *Proc. Roy. Soc. A.*, vol. 103, 1924, pp. 84-103.

communications, et des prévisions d'orages ont même pu être faites par l'écoute ou l'enregistrement des atmosphériques [1], mais les études quantitatives sur ce sujet n'ont guère été poussées ; aussi voyons-nous soutenir par des savants distingués les opinions les plus divergentes, depuis celle de M. de Bellescize [2] qui fixait 100 kilomètres [3] comme limite supérieure de la distance où les éclairs peuvent agir sur un poste récepteur, jusqu'à celle d'Eckersley [4] qui ne voit pas quel phénomène autre qu'un véritable éclair serait capable de produire les parasites, et qui suppose par là même une propagation à très grande distance.

Cette dernière explication, qui semblerait très naturelle à première vue, si on appelait « véritable éclair » une décharge brusque, même non lumineuse, n'est pourtant pas généralement admise. Certains déclarent, en effet, après des recherches variées, ne trouver de relation entre les parasites et aucun phénomène ayant lieu sur terre [5], tandis que M. Bureau, plus heureux, pense les relier aux discontinuités météorologiques, particulièrement au passage des fronts froids, et leur attribue un caractère purement local [6].

Au milieu de telles divergences, j'ai pensé qu'il y avait lieu de refaire une analyse aussi précise que possible de la décharge orageuse et de ses effets à distance.

L'expérience seule peut trancher ces débats.

II. — L'électricité atmosphérique à l'Observatoire du Pic du Midi.

L'observatoire du Pic du Midi offrait pour ces recherches comme pour beaucoup d'autres des avantages exceptionnels : les orages y sont fréquents ; l'horizon dégagé permet de les observer, surtout la nuit, à des distances considérables, et d'en suivre facilement la formation. Par contre, dans l'interprétation des résultats, il y aura lieu de tenir compte de ce fait que l'altitude élevée du Pic (2 870 mètres), l'isolement du massif (fig. 1) contribuent à donner au champ électrique une valeur élevée, même par temps calme.

---

(1) Turpain, « Prévision des orages au moyen des cohéreurs », *C. R.* de l'A. F. A. S., Montauban 1902 ; *Radium* 1911, pp. 388-419, et Lacoste, « Contribution à la prévision du temps... », p 76.

(2) A vrai dire, M. de Bellescize semble moins affirmatif que ceux qui s'appuient sur son autorité ; de Bellescize, *Perturbations atmosphériques et communications par T. S. F.*, p. 11 ; et Bureau, *Onde Electrique*, fév. 1925, p. 68.

(3) Austin parle de 30 kilomètres.

(4) Eckersley, *Electrician*, t. 56, 8 août 1924, pp. 150-151.

(5) F. Kieblitz, *Proceedings Inst. Rad. Eng.*, t. 12, n° 3, juin 1924, p. 233.

(6) Bureau, *Onde Electrique*, août 1924, janv., fév. 1925, cf. plus loin chap. V.

De plus, comme il est difficile de trouver sur un rocher une surface régulière assez étendue pour donner aux mesures une valeur bien définie, les expériences fourniront plutôt l'ordre de grandeur des phénomènes que des valeurs absolues. J'ai pensé que la nature des recherches entreprises permettait encore de sacrifier un peu de précision à la commodité; aussi les instruments ont-ils été installés dans une salle de l'observatoire donnant sur une petite terrasse où les prises

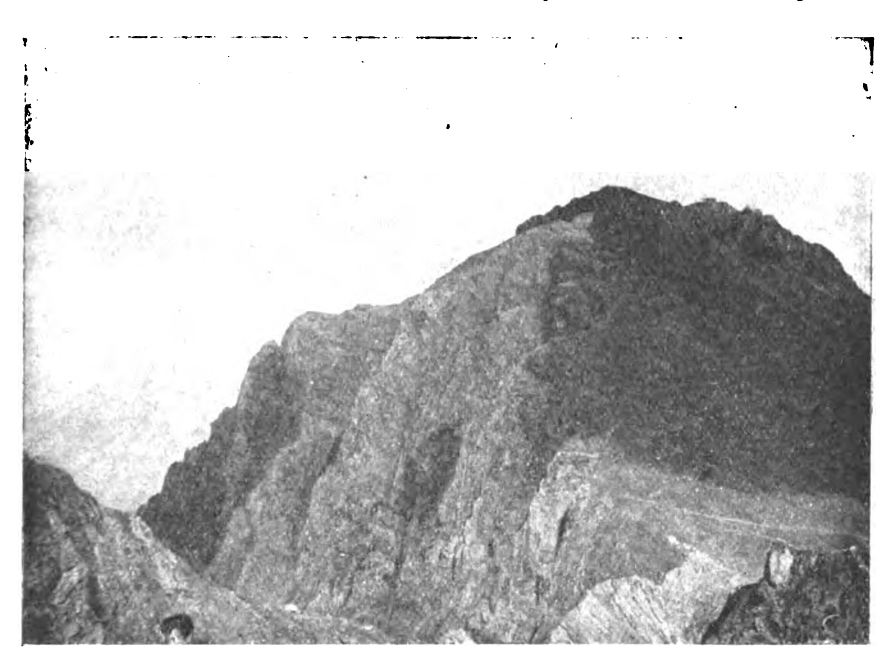


Fig. 1. — Le Pic du Midi (à droite du sommet, l'Observatoire.)

de potentiel pouvaient être facilement surveillées, même en plein orage.

Evidemment les mesures sont faussées par le voisinage des toits et de la coupole (fig. 2); des comparaisons ont montré qu'il faut multiplier par 1,6 environ les valeurs du champ trouvées sur la terrasse pour obtenir les valeurs correspondantes sur le terre-plein qui forme le sommet du Pic.

Cette observation n'a d'ailleurs d'autre intérêt que de fixer sur la précision qu'on peut demander aux mesures et de permettre des rapprochements avec les expériences qui ont été faites au Pic du Midi pendant de longues années sous la direction de M. Marchant et rapportées également par lui au sommet.

Le champ, par ciel pur, semble dépourvu des variations accidentelles qu'on observe ordinairement en plaine [1]; il croît lentement le matin entre 7 et 10 heures de 650 à 800 volts par mètre (au sommet), avec des variations lentes ne dépassant jamais 30 volts, pour redescendre le soir après le coucher du soleil [2].

L'influence des brouillards et des nuages se fait au contraire nettement sentir, toujours par une diminution du champ, sauf naturellement aux jours orageux qui sont caractérisés par des variations brusques dans les deux sens.

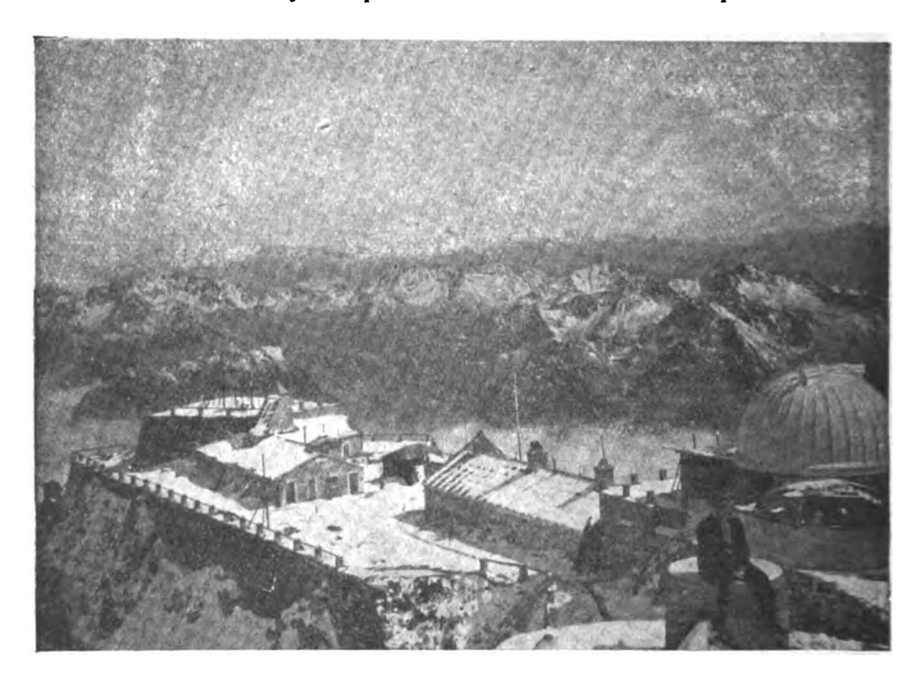


Fig. 2. — L'Observatoire du Pic du Midi, sous la neige, le 25 août 1925.
(A droite, les terrasses où étaient placés les appareils).

La figure 3 reproduit un exemple de variations parallèles du champ et de l'insolation enregistrée par un héliographe; chaque passage de nuage sur le Pic enregistré sur le carton d'un héliographe qui cessait à ce moment d'être brûlé par le soleil, est marqué

---

(1) Comparer la courbe de la figure 3 et celle de la figure 23 obtenue en plaine avec les mêmes instruments.

(2) Il n'a pas été fait d'enregistrement continu, mais un électromètre à lecture directe permettait de lire constamment les valeurs du potentiel. Nos observations correspondent d'ailleurs très bien avec celles qu'a publiées M. Marchant, « L'Electricité atmosphérique au Pic du Midi », *Annuaire de la Soc. Météor. de France*, mai 1906.

par une diminution du gradient sur la courbe de l'électromètre (1).

Il faut se garder de généraliser ces observations qui n'ont porté que sur deux mois d'été. Seule peut-être l'absence de variations

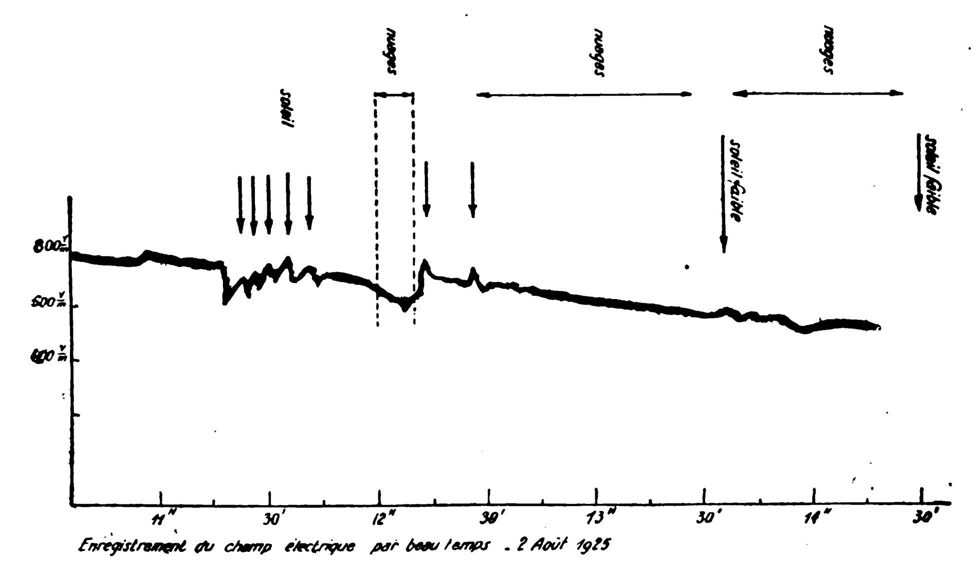


Fig. 3. — Comparaison de l'insolation des variations du champ électrique.

Courbe de l'électromètre amplificateur à une lampe.

Soleil intermittent de 11 h. 15 à 11 h. 45. — Brouillard vers 12 heures.
Soleil de 12 h. 10 a 12 h. 45. — Soleil faible à 13 h. 30 et à 14 h. 30.

accidentelles est-elle à retenir ; à ce point de vue la situation des observatoires de montagne est tout à fait privilégiée, et mes recherches en ont été beaucoup facilitées.

(1) Ces observations renouvelées fréquemment au cours de l'été paraissent inconciliables avec la loi établie par M. Marchant ; pour ce dernier, le champ par brouillard est en moyenne trois fois supérieur au champ normal.

Il faut remarquer toutefois que les observations qui ont servi à établir cette loi étaient faites dehors avec un électroscope et des mèches, conditions excluant certains types de temps (brouillards humides), tandis que la disposition des instruments et l'emploi des capsules de radium me permettaient des observations par tous les temps.

CHAPITRE PREMIER

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

Pour nous guider dans l'étude expérimentale qui suivra, il n'est pas inutile de chercher d'abord théoriquement quelle peut être l'allure des perturbations à grande distance de l'orage.

L'absence de renseignements précis sur la décharge des nuages nous obligera à envisager diverses hypothèses, un peu arbitraires, notamment sur la variation de l'intensité du courant parcourant l'éclair. Malheureusement, nous verrons qu'une petite déformation de la courbe représentant cette intensité peut entraîner une modification très importante de l'onde électromagnétique transmise; aussi ne pourrons-nous tirer de cette étude théorique que des indications générales; elle nous permettra cependant de séparer les expressions des divers éléments de la perturbation et de faire ensuite de celle-ci une analyse expérimentale plus exacte.

I. **Champ électromagnétique produit par une décharge.** — Soient Q_0 et $-Q_0$, deux quantités d'électricité concentrées en deux

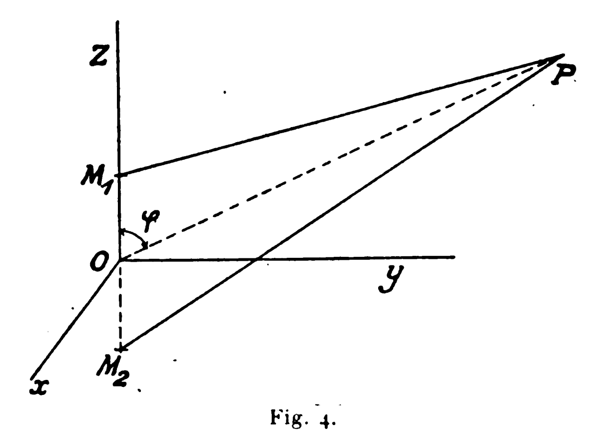


Fig. 4.

points M_1 et M_2 situés sur Oz à une distance $M_1 M_2 = l$ (fig. 4). Supposons qu'une décharge se produise entre les deux points

à partir du temps $t=0$, suivant une loi quelconque $Q=Q(t)$ et que :

$$\vec{I}=\frac{dQ}{dt}$$

porté par Oz, soit positif quand la charge de M_1 augmente, négatif dans le cas contraire.

En un point P, à une distance r de l'origine, grande par rapport à $M_1 M_2$, les champs électrique $\vec{E}$ (E_x, E_y, E_z) et magnétique M (M_x, M_y, M_z), exprimés en unités électromagnétiques, sont donnés par les expressions [1] :

$$\text{(I)}\quad\left|\begin{aligned}
E_x &= c^2\frac{lzx}{r^5}\left[\frac{r^2}{c^2}\frac{\partial I}{\partial t}+3\frac{r}{c}I+3Q\right]\\
E_y &= c^2\frac{lzy}{r^5}\left[\frac{r^2}{c_2}\frac{\partial I}{\partial t}+3\frac{r}{c}I+3Q\right]\\
E_z &= c^2\frac{lz^2}{r^5}\left[\frac{r^2}{c^2}\frac{\partial I}{\partial t}+3\frac{r}{c}I+3Q\right]-C^2\frac{l}{r^3}\left[\frac{r}{c}I+Q\right]-\frac{l}{r}\left[\frac{\partial I}{\partial t}\right]
\end{aligned}\right.$$

$$\text{(II)}\quad\left|\begin{aligned}
M_x &= \frac{ly}{cr^2}\left[\frac{\partial I}{\partial t}+\frac{c}{r}I\right]\\
M &= -\frac{lx}{cr^2}\left[\frac{\partial I}{\partial t}+\frac{c}{r}I\right]\\
M &= 0
\end{aligned}\right.$$

c désignant la vitesse de lumière.

II. **Décharge verticale entre un nuage et le sol.** — Appliquons

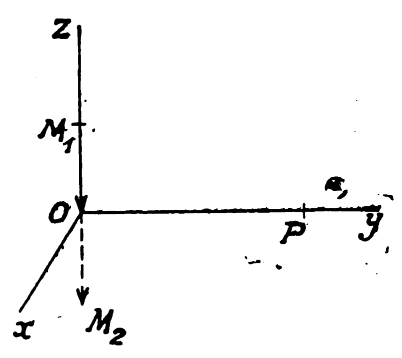


Fig. 5.

ces résultats aux décharges des nuages. Supposons une quantité d'électricité Q concentrée au point M_1 à une hauteur $\frac{l}{2}$ au-dessus du

[1] Voir le détail du calcul à la fin de ce chapitre, p. 512.

sol, et son image $-Q$, concentrée en M_2, symétrique de M_1 par rapport au sol (fig. 5).

Au courant de décharge $\vec{I}$ vertical, qui parcourt $M_1 O$, correspondra un courant image $O M_2$ *de même sens* que $\vec{I}$ et de même intensité.

Tout se passe donc comme s'il se produisait une décharge d'intensité $\vec{I}$ entre M_1 et M_2 et les formules du paragraphe précédent s'appliquent immédiatement [1].

Prenons un point P sur Oy de coordonnées $x=z=0$, $y=r$, les formules (I) et (II) donnent pour les composantes du champ électromagnétique :

$$\text{(III)} \quad \left| \begin{array}{l} E_x = 0 \\ E_y = 0 \\ E_z = -\frac{l}{r}\left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r} I + \frac{c^2}{r^2} Q\right] \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{l} c M_x = \frac{l}{r}\left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r} I\right] \\ c M_y = 0 \\ c M_z = 0 \end{array} \right.$$

Conclusions. — 1° Le vecteur électrique E_z, vertical, contient un terme indépendant de $\vec{I}$: $-\frac{lc^2 Q}{r^3}$, expression connue du champ statique dû à un doublet.

Ce terme, le seul qui ne revienne pas, après la décharge, à la valeur qu'il avait avant, *n'est pas toujours négligeable*, bien qu'il décroisse rapidement quand r augmente : 25 coulombs, par exemple, se déchargeant d'un nuage situé à deux kilomètres au-dessus du sol, provoquerait une variation de 0,9 volt par mètre à 100 kilomètres et plus de 0,01 volt par mètre à 450 kilomètres; c'est dire qu'un éclair de cette intensité, qui semble au-dessous de la

---

(1) Il est facile de justifier cette considération de l'image par un raisonnement simple, suggéré par Poincaré et développé par A. Blondel, dans le bulletin de l'Association française pour l'avancement des sciences, Nantes 1898, p. 212 (cf. aussi Bouthillon : *Introduction à l'étude des radiocommunications*, p. 154).

La surface de la terre joue le rôle d'un conducteur à la surface duquel les ondes glissent normalement, et que *nous supposons parfait*. On peut le remplacer par une lame mince sans modifier les conditions du problème.

D'autre part, on ne change rien aux conditions de propagation au-dessus du conducteur en plaçant, au-dessous, des masses électriques et un courant fictifs, et en particulier l'image des masses et du courant réels. Cette image produisant à la surface du sol des courants égaux et opposés à ceux qu'y produisent les masses réelles, la somme de tous ces courants est nulle ainsi que l'action résultante en tout point de l'espace.

Tout se passe donc alors comme si la lame mince que nous avons supposée n'existait pas (on peut la supprimer) et comme s'il y avait des masses et des courants-images symétriques des masses et des courants réels.

moyenne, jaillissant à Bordeaux, produirait encore à Paris une variation brusque du champ statique trois fois supérieure à la moyenne des champs produits à la même distance par le poste LY de 500 kilowatts.

Nous verrons que l'expérience confirme parfaitement ce résultat [1].

2° On voit que si le rapport :

$$-\frac{E_z}{c M_x} = 1 + \frac{c^2 [Q]}{r\left[c I + r \frac{\partial I}{\partial t}\right]}$$

tend vers 1 quand r augmente indéfiniment, fait bien connu pour les ondes hertziennes, il peut prendre au contraire des valeurs considérables pour certaines formes de i et certaines valeurs de r.

Les effets du parasite sur une antenne et sur un cadre pourront alors être très différents; sur l'antenne la composante statique du vecteur électrique pourra parfois prédominer et agir fortement, tandis que le cadre ne serait attaqué que par un champ magnétique faible.

Ainsi s'expliquerait la différence d'action des parasites sur les deux espèces de collecteurs, différence bien connue des praticiens et que beaucoup de théoriciens ont niée, n'ayant pu la déceler dans leurs calculs où ils supposaient à priori $E_z = c M_x$ [2].

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur du rapport $\frac{E_z}{c M_x}$ nous pouvons examiner quelques formes simples de décharges : nous les choisissons arbitrairement.

A) Soit une décharge exponentielle :

$$Q = Q_0 e^{-\alpha t}.$$

On a :

$$[I] = -Q_0 \alpha e^{-\alpha\left(t - \frac{r}{c}\right)}$$

$$\left[\frac{\partial I}{\partial t}\right] = Q_0 \alpha^2 e^{-\alpha\left(t - \frac{r}{c}\right)}$$

d'où :

$$-\frac{E_z}{c M_x} = 1 + \frac{c^2}{r\alpha(r\alpha - c)}$$

(1) Cf. Chapitre III. On peut objecter qu'un choc agira moins sur un récepteur qu'une onde accordée ; nous reviendrons plus loin sur cette objection. Nous ne disons pas d'ailleurs qu'à ces distances l'action de la variation du champ statique soit toujours prépondérante. Les mesures que nous avons faites semblent, au contraire, montrer que déjà, à 100 kilomètres, le champ électromagnétique peut prendre, au cours de la perturbation, des valeurs supérieures à la variation du champ statique, et il décroît moins vite quand la distance augmente.

(2) C. R. Burch, B. A. et Ir. J. Bloemsma : Une application du périodogramme à la T. S. F., *Onde Electrique*, août 1925, p. 322 : « A part l'effet directif... l'avantage d'un cadre à bas décrément sur une antenne ouverte de même décrément est illusoire... »

Ce rapport, à une distance déterminée, est indépendant du temps. La forme de décharge considérée donne un vecteur magnétique nul pour $r = \frac{c}{\alpha}$; soit en supposant $\alpha = 10.000$, à 30 km. Le vecteur électrique sera encore double du vecteur magnétique pour $r = \frac{c}{\alpha}\frac{1+\sqrt{5}}{2}$, soit à environ 50 km.

B) Considérons une décharge telle que le courant décroisse linéairement (fig. 6),

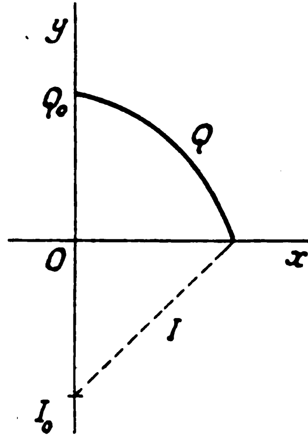


Fig. 6.

supposition que la résistance de l'étincelle, variable avec le temps, peut rendre légitime :

$$Q = Q_0 - I_0 t + \frac{\alpha}{2} I_0 t^2$$

$$[I] = -I_0\left(1 - \alpha\left(t - \frac{r}{c}\right)\right)$$

$$\left[\frac{\partial I}{\partial t}\right] = \alpha I_0$$

où I_0, Q_0, α sont liés par la relation $Q_0 = \frac{I_0}{2\alpha}$ qui exprime que la décharge est terminée $(I = Q = 0)$ pour $t = \frac{1}{\alpha}$.

On trouve :

$$-\frac{E_z}{c M_x} = 1 + \frac{c^2}{r}\frac{Q_0 - I_0\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{\alpha I_0}{2}\left(t - \frac{r}{c}\right)^2}{-c I_0\left[1 - \alpha\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] + r\alpha I_0} = 1 + \frac{c}{r}\frac{Q\left(t - \frac{r}{c}\right)}{I(t)}.$$

Au début de la perturbation, au point situé à la distance r, $\left(t = \frac{r}{c}\right)$ on a :

$$\left(-\frac{E_z}{c M_x}\right)_0 = 1 + \frac{c^2}{r}\frac{Q_0}{I_0 (r\alpha - c)}.$$

A la fin $\left(t = \frac{1}{\alpha} + \frac{r}{c}\right)$, le vecteur magnétique s'annule.

Une décharge de 20 coulombs pour laquelle on supposerait $\alpha = 10.000$ *donnerait à une distance de 100 km un vecteur électrique dont la valeur moyenne* $\dfrac{\int_{t_0}^{t_1} E_z\, dt}{t_1 - t_0}$ *serait trois fois la valeur moyenne du vecteur magnétique.*

Il faut remarquer que, sauf ce dernier résultat qui se rapporte à une valeur moyenne, les calculs précédents ne supposent aucune intégration et restent valables tant que la courbe de décharge coïncide avec une des formes étudiées, quelle que soit la durée de cette coïncidence.

3° Les oscillations provoquées par la perturbation sur un récepteur de radiotélégraphie ne représentent pas la décharge elle-même; il est facile de voir qu'une simple décharge du nuage

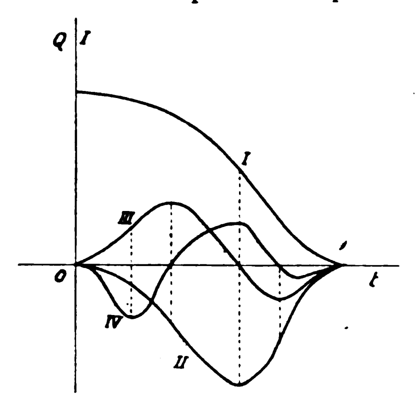


Fig. 7.

(fig. 7, courbe I) entraîne nécessairement une variation double de $I = \dfrac{dQ}{dt}$ (qui doit partir de 0 pour revenir à 0) (courbe II); $\dfrac{dI}{dt}$ à son tour sera représenté par une oscillation complète, (courbe III) et enfin $\dfrac{d^2I}{dt^2}$ par trois oscillations simples (courbe IV).

Les effets sur un collecteur apériodique, antenne ou cadre, représentés par :

$$\frac{dA}{dt} = K\left(\frac{d^2I}{dt^2} + \frac{c}{r}\frac{dI}{dt}\right)$$

doivent donc affecter des formes oscillatoires, *même lorsque la décharge elle-même est apériodique.*

Si on remarque de plus que les décharges orageuses sont multiples et présentent d'ordinaire une série de ramifications dont les

effets viennent s'ajouter à ceux des décharges principales [1], on peut prévoir combien les perturbations seront loin d'avoir la forme simple que plusieurs auteurs ont cru pouvoir leur attribuer [2].

***

III. Décharges entre nuages situés sur la même verticale. — Ce cas se ramène au précédent.

Soient Q_1 et Q_2 les masses des nuages situés à des hauteurs $\frac{l_1}{2}$ et $\frac{l_2}{2}$ la composante statique du champ électrique aura pour expression :

$$E_z = -\frac{c^2}{r^3}\left[l_1 Q_1 + l_2 Q_2\right]$$

Au cours d'une décharge, la variation de cette composante sera :

$$\Delta E_z = -\frac{c^2}{r^3}\left[l_1 \Delta Q_1 + l_2 \Delta Q_2\right]$$

et comme $\Delta Q_1 = -\Delta Q_2$

$$\Delta E_z = -\frac{c^2}{r^3}\Delta Q_1 (l_1 - l_2).$$

Le champ magnétique se déduira également de l'expression trouvée dans le cas précédent, en posant :

$$l = l_1 - l_2.$$

***

IV. Décharges entre nuages occupant des positions quelconques [3]. — Considérons enfin le cas général de deux masses électriques M_1 et M_2 (fig. 8), supposons encore qu'une décharge d'intensité variable $\vec{I}$ se produise entre ces deux masses, et cherchons l'expression de la perturbation en un point P du sol.

Choisissons un système d'axes $O'x'y'z'$ tel que O' soit le point d'intersection de $M_1 M_2$ et du sol, $O'z'$ étant vertical, et $O'y'$ passant par P.

Considérons le système d'axes auxiliaires $Oxyz$ tel que Oz coïncide avec $M_1 M_2$, O étant au milieu de $M_1 M_2$, et Oy rencontrant $O'y'$.

En remarquant que Ox perpendiculaire au plan zOy est aussi

(1) Humphreys. op. cit.
(2) Cf. Chapitre IV.
(3) Le calcul suivant pourrait s'appliquer également au cas d'une antenne d'avion supposée rectiligne.

perpendiculaire à $O'y'$ situé dans ce plan, on peut former le tableau suivant des angles que font entre eux les axes des deux systèmes :

(13)

O	x	y	z
x'	$\hat{\alpha}$	$\hat{\beta}$	$\hat{\gamma}$
y'	$\frac{\pi}{2}$	$\hat{\beta}'$	$\hat{\gamma}'$
z'	$\hat{\alpha}''$	$\hat{\beta}''$	$\hat{\gamma}''$

Ceci posé, le champ au point P, résultante des champs produits par la décharge $M_1 M_2$ et par son image $M'_1 M'_2$, s'obtiendra en appli-

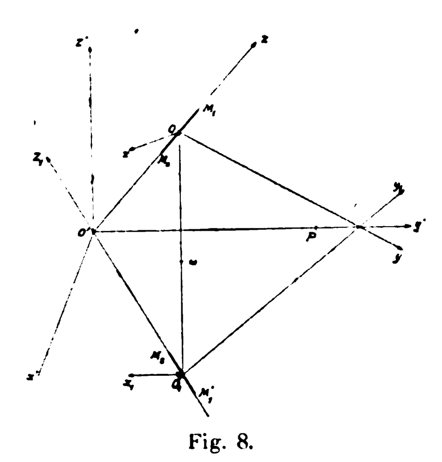


Fig. 8.

quant à chacun de ces deux courants les formules (1) et (2), et en faisant la somme des résultats obtenus; il vient (1) :

$$
\text{(IV)}\quad
\left|
\begin{aligned}
E_x &= 0 \\
E_y &= 0 \\
E_z &= \frac{2l}{r}\left[(\gamma''-T)\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r}(\gamma''-3T)\, I + \frac{c^2}{r^2}(\gamma''-3T)\, Q\right] \\
M_x &= 2\,\alpha\,\beta'\,\frac{y'\,l}{c\,r^2}\left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r}\, I\right] \\
M_y &= 0 \\
M_z &= 0
\end{aligned}
\right.
$$

(1) Voir l'appendice II à la fin de ce chapitre, p. 514.

Dans ces expressions on a posé pour simplifier :

$$T = z\,\frac{\beta'' y - \gamma'' z}{r^2} = z\,\frac{(\beta'\beta'' + \gamma'\gamma'')y' - \lambda\gamma''}{r^2}$$

et α, β, γ... désignent les cosinus des angles correspondants $\hat{\alpha}$, $\hat{\beta}$, $\hat{\gamma}$... du tableau (13).

Conclusions. Radiogoniométrie des atmosphériques. — On voit que si le vecteur électrique est encore ici vertical, et le champ magnétique horizontal, ce dernier n'est plus perpendiculaire à la direction de propagation, mais à la droite PO′ qui joint le lieu d'observation au point d'intersection de l'axe de la décharge MO′ avec le sol.

Soit H le pied de la verticale passant par M (fig. 9). Pour une

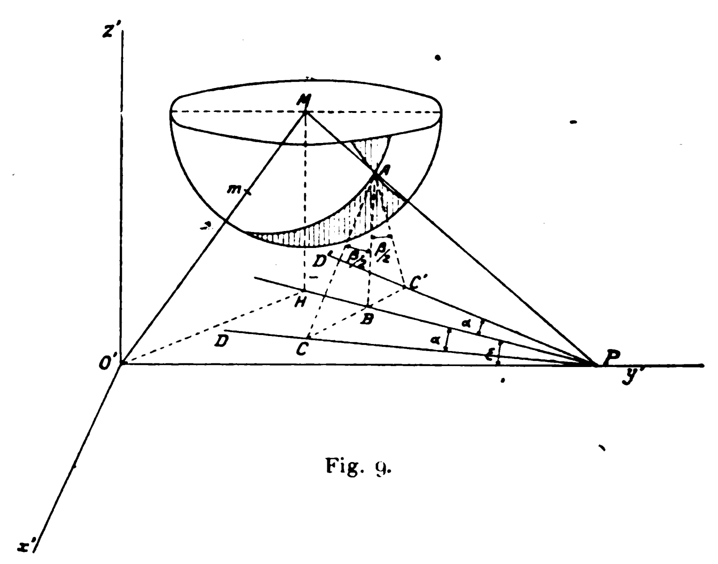


Fig. 9.

décharge donnée, O′H est bien déterminé. Il peut être grand par rapport à la hauteur h de M; c'est dire que la radiogoniométrie des parasites orageux ne semble pas possible à faible distance.

Il est évident que l'erreur angulaire commise diminue quand la distance augmente. Soit $\varepsilon = \widehat{O'PH}$ cette erreur; cherchons-en l'ordre de grandeur.

Rien ne faisant croire à des orientations privilégiées pour les décharges, supposons-les réellement réparties au hasard; d'une façon plus précise, admettons que les divers éléments d'une sphère de centre M et de rayon 1 aient même probabilité d'être rencontrés par l'axe M m O′ de la décharge.

Pour que l'erreur ε soit inférieure à une valeur donnée α, il

faudrait que PO′ soit à l'intérieur de l'angle $\widehat{DPD'}$ des deux directions du plan horizontal qui font avec PH cet angle α.

Il faudrait donc que le plan PO′M soit à l'intérieur du dièdre que forment les deux plans PMD et PMD′; c'est-à-dire encore que le point m d'intersection de MO′ avec la sphère se trouve sur le fuseau découpé sur la sphère par les deux plans.

La probabilité qu'il en soit ainsi est facile à déterminer, elle est en effet égale au rapport $\frac{s}{S}$ des surfaces respectives du fuseau et de la demi-sphère.

Désignons par β l'angle d'ouverture du fuseau, c'est-à-dire celui des tangentes en A aux deux grands cercles qui le limitent, perpendiculaires à PA menées par A dans les plans PMD et PMD′.

Soit B le milieu de CC′ (situé sur PH). On a (fig. 10) :

$$BC = AB \operatorname{tg} \widehat{BAC} = AB \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}.$$

D'autre part :

$$BC = PB \operatorname{tg} \alpha.$$

D'où :

$$\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} = \frac{PB}{BA} \operatorname{tg} \alpha$$

La surface du fuseau d'ouverture β, sur la sphère de rayon 1, étant $s = 2\beta$, la probabilité qu'a le point m de s'y trouver est, en confondant PB avec la distance r, et AB avec la hauteur h du point M :

(1) $$p = \frac{s}{S} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \left(\frac{r}{h} \operatorname{tg} \alpha \right).$$

Faisons une application numérique :

Cherchons la distance à laquelle il faudrait être d'un orage situé à une hauteur h, pour qu'on ait une erreur inférieure à 10° pour 4 éclairs sur 5.

De (1) on tire :

$$r = \frac{h}{\operatorname{tg} \alpha} \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} p,$$

ou ici :

$$r = \frac{h}{0{,}17} \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \times \frac{4}{5} = 18\,h.$$

Pour $h = 5$ kilomètres, il faudrait être à 90 kilomètres.

Or, il faut remarquer qu'à cette distance l'incertitude de 20° sup-

posée par l'énoncé du problème, correspond sur le terrain à 30 kilomètres.

A 175 kilomètres, 4 éclairs sur 5 seraient encore déterminés à 5° près, soit dans une zone de 30 kilomètres.

Pour avoir 9 éclairs sur 10 avec la même précision, il faudrait multiplier ces distances par 2,3.

Ces considérations permettent de conclure que si, à petite distance, la radiogoniométrie des parasites est impossible et si elle est sujette à des erreurs notables aux distances moyennes [1], elle pourrait donner des résultats exacts à plusieurs centaines de kilomètres, d'autant plus que les décharges qui causent les erreurs les plus grandes, les décharges horizontales, sont aussi celles qui donnent les champs magnétiques les plus faibles : l'angle α qui entre par son cosinus dans la formule IV (page 507) est en effet pour ces décharges voisin de $\frac{\pi}{2}$.

Les recherches expérimentales sont d'accord avec ces résultats théoriques [2]. Il ressort en particulier des travaux de M. Lacoste à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg, qu'une direction du centre d'émission des atmosphériques peut être repérée longtemps avant l'orage, mais que toute précision disparaît quand il se rapproche; plusieurs heures avant son arrivée au-dessus de la station, les parasites sont reçus avec une égale intensité dans toutes les directions.

Tous nos résultats ne sont pas aussi bien vérifiés par l'expérience; il faut bien l'avouer, dans ce qui précède, nous avons simplifié le problème au maximum; la réalité est plus complexe : les décharges sont multiples, rarement rectilignes, et le sol n'étant pas parfaitement conducteur, les calculs précédents ne donnent qu'une idée approximative des phénomènes.

L'horizontalité du champ magnétique en particulier ne se retrouve pas dans la pratique. Pour la vérifier, j'ai essayé la réception des atmosphériques sur cadre *horizontal*.

Le dispositif expérimental [3] était le suivant :

---

[1] Ce qui ne veut pas dire qu'il ne soit possible d'en tirer aucun renseignement utile. L'expérience montre, au contraire, que des mesures approchées peuvent fournir des résultats intéressants, pour la météorologie notamment. A ce sujet, Rothé : « Sur la radiogoniométrie des parasites et la prévision du temps », *Ann. de Phys.*, 9e série, t. 17 (mai-juin 1922), *Onde Electrique*, janvier 1923, p. 7, et le P. Gherzi : « Recherches radiogoniométriques sur la marche des typhons », *Onde Electrique*, octobre 1924, p. 491.

[2] Lacoste, Contribution à la prévision du temps, p. 90.

[3] Je dois l'idée de ce montage à M. Nicolas.



Un cadre de 5 spires de 4 mètres de côté avait son point milieu au sol (fig. 10) et ses deux extrémités reliées à la grille de deux lampes semblables; les deux descentes étaient enfermées dans un même tube métallique, relié au sol, ainsi que le pôle négatif de la batterie de chauffage.

Les deux plaques étaient reliées aux deux extrémités d'une self dont le milieu était réuni au pôle positif de la batterie de 80 volts, et qui était couplée avec une autre self.

Une des extrémités de celle-ci était à la terre, l'autre à la grille de la première lampe d'un amplificateur à transformateurs du type L_1 militaire (6 lampes).

On peut croire que, dans ces conditions, aucun effet d'antenne

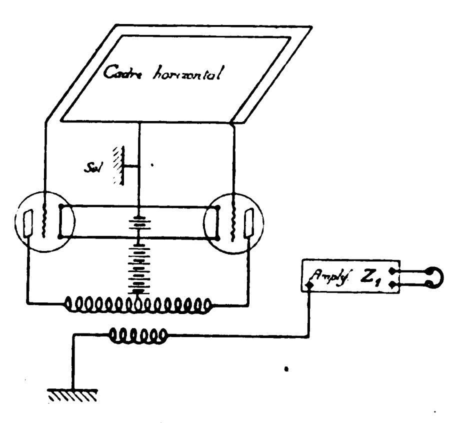


Fig. 10. — Dispositif de réception des atmosphériques sur cadre horizontal.

n'était à craindre et de fait aucun signal n'a été entendu. Les parasites au contraire le furent avec une grande violence, à 10 mètres du casque, qu'ils fussent causés par des éclairs (la coïncidence alors était très nette) ou par le passage d'un cumulo nimbus à une centaine de kilomètres.

Nous ne serions pas étonnés que la forme tourmentée du terrain au voisinage de la décharge et du poste récepteur ait pu avoir une influence [1], que le pôle et les paratonnerres des terrasses de l'observatoire aient pu aussi exercer une certaine action; il reste pourtant inexplicable, si on refuse d'admettre une forte composante verticale

[1] M. Rothé a eu l'obligeance de me signaler qu'il avait eu l'occasion d'essayer en plaine la réception des atmosphériques sur cadre horizontal. La réception était aussi intense que sur cadre vertical.

du champ magnétique spéciale aux atmosphériques (¹), qu'aucun signal n'ait été reçu, même de Bordeaux, et que, pendant les mêmes orages, les mêmes parasites, reçus sur cadre vertical, aient été incomparablement moins violents.

La théorie de l'image, base de nos calculs, ne s'applique pas exactement, le sol n'étant pas un conducteur parfait.

Quoi qu'il en soit, cette expérience montre que la radiogoniométrie des parasites est difficile. On sait combien les mesures sont délicates, même avec les ondes entretenues, et quelles anomalies ont été observées par des spécialistes, malgré toutes les précautions prises (²).

Il semble donc téméraire d'espérer un résultat précis, lorsqu'on a affaire à un phénomène tel que l'émission des atmosphériques, où intensité, amortissement, direction, fréquence des perturbations, tout varie d'un instant à l'autre dans des proportions inconnues.

APPENDICE I

Rappel de la démonstration des formules I et II (page 501).

Rappelons-en la démonstration : [Cf. Chwolson, *Traité de physique*, t. V, p. 194. Voir aussi Brillouin, *Propagation de l'électricité*, 1904, p. 174, ou Bouthillon, *Introduction à l'étude des radiocommunications*, p. 30].

$\vec{E}$ et $\vec{M}$ sont des solutions des équations fondamentales de Maxwell :

$$(1)\qquad \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = - \text{rot.}\,\vec{E} \qquad\qquad (3)\qquad \text{div.}\,\vec{E} = 4\pi\rho c^2$$

$$(2)\qquad 4\pi\vec{I} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{rot.}\,\vec{M} \qquad\qquad \text{div.}\,\vec{M} = 0$$

où ρ désigne la densité d'électricité libre.

On sait qu'on peut déterminer $\vec{E}$ et $\vec{M}$ en fonction d'un vecteur $\vec{P}$ et d'un scalaire Φ en posant :

$$(4)\qquad \vec{M} = \text{rot.}\,\vec{P}$$

En effet, l'équation (1) devient alors :

$$\text{rot.}\,\vec{E} = - \text{rot.}\left(\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}\right)$$

ou :

$$(5)\qquad \vec{E} = - \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \text{grad.}\,\Phi$$

(¹) En réalité, même le champ magnétique dû aux émissions radiotélégraphiques a une composante verticale, cf. Mesny : Radiogoniométrie (Cours lithographié de l'E. C. M. R., p. 14).

(²) Smith Rose. On signale des écarts de plus de 30 degrés. *Journ. Ins. El. Eng.*, 62, n° 332, août 1924, p. 701.

Il reste donc à chercher l'expression de $\vec{P}$ et de Φ en fonction des données du problème $\vec{I}$ et ρ. Pour cela, remplaçons $\vec{E}$ et $\vec{M}$ dans les équations (2) et (3) par leurs expressions (4) et (5).

L'équation (2) devient :

$$4\pi\vec{I} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{P}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2}\text{grad.}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \text{rot. rot. }\vec{P}.$$

Or on sait que :

$$\text{rot. rot. }\vec{P} = \text{grad. div. }\vec{P} - \Delta\vec{P}$$

d'où :

$$(6)\quad \Delta\vec{P} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = -4\pi\vec{I} + \frac{1}{c^2}\text{grad.}\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \text{grad. div.}\vec{P} = -4\pi\vec{I} + \text{grad.}\left[\frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \text{div.}\vec{P}\right]$$

$\vec{P}$ et Φ n'étant pas entièrement déterminés ($\vec{P}$ est en effet défini par (4) à un gradient près, et Φ, défini par (5), est jusqu'ici un scalaire quelconque), nous pouvons les choisir de telle sorte que :

$$(7)\qquad \text{grad}\left[\text{div.}\vec{P} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right] = 0$$

L'équation (6) prend alors la forme :

$$(8)\qquad \Delta\vec{P} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{P}}{\partial t^2} = -4\pi\vec{I}$$

De même, l'équation (3) devient, en vertu de (5) :

$$-\frac{\partial}{\partial t}\text{div. }\vec{P} - \text{div. grad. }\Phi = 4\pi\rho c^2$$

Or : div. grad. $\Phi = \Delta\Phi$, d'où, en tenant compte de (7) :

$$(9)\qquad \Delta\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = -4\pi\rho c^2$$

Ceci posé, on sait que le système des trois équations (7), (8), (9), admet les solutions :

$$\Phi = c^2\int\frac{[\rho]}{r}d\omega$$

$$\vec{P} = \int\frac{[\vec{I}]}{r}d\omega$$

qu'on appelle communément le potentiel électrostatique et le potentiel vecteur retardés.

Au lieu de calculer directement $\vec{P}$ et Φ et de les porter dans les équations (4) et (5), posons encore avec Max Abraham, *Theorie der Elektrizität*, 1905, t. II, p. 54,

$$\vec{q} = \int_0^t[\vec{I}]\,dt = [Q - Q_0\,; \qquad \text{et } \vec{Z} = \int_{M_1}^{M_2}\frac{[\vec{q}]}{r}\,d\tau$$

on a, d'une part :

$$\Phi - \Phi_0 = -c^2\,\text{div.}\,\vec{Z}\,; \qquad \vec{P} = \frac{d\vec{Z}}{dt}$$

et, d'autre part, les équations (4) et (5) deviennent :

$$\vec{M} = \text{rot}\,\frac{d\vec{Z}}{dt} \qquad \vec{E} - \vec{E}_0 = c^2\,\text{grad. div.}\,\vec{Z} - \frac{d\vec{Z}^2}{dt^2}$$

$\vec{E}_0$ étant le champ électrostatique initial.

Mais ici, $M_1 M_2$ étant petit, de longueur l, on a

$$\vec{Z} = ([Q] - Q_0)\frac{l}{r} \tag{10}$$

d'où

$$\vec{P} = \frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{[I]}\frac{l}{r}$$

Et comme $Px = Py = 0$, il vient enfin :

$$M_x = -\frac{\partial P_z}{\partial y} = \frac{ly}{cr^2}\left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r}I\right] \quad ; \quad M_y = \frac{\partial P_z}{\partial x} = -\frac{lx}{cr^2}\left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r}I\right] \quad ; \quad M_z = 0$$

De même, on déduit de (10) :

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = \left[\frac{\partial \vec{I}}{\partial t}\right]\frac{l}{r} \tag{10}$$

et puisqu'ici, par raison de symétrie, on a : $Z_x = Z_y = 0$, l'équation (10) donne encore :

$$\text{div.}\,\vec{Z} = \frac{\partial \vec{Z}}{\partial z} = -\frac{lz}{r^3}([Q] - Q_0) - \frac{1}{c}\frac{lz}{r^2}\vec{[I]}$$

ou, en remarquant que le potentiel électrostatique initial est

$$\Phi_0 = -c^2 Q_0 \frac{lz}{r^3}$$

il vient :

$$\text{div.}\,\vec{Z} = -\frac{lz}{r^3}[Q] - \Phi_0 - \frac{lz}{cr^2}\vec{[I]}$$

et enfin l'équation (6) donne :

$$\vec{E} = c^2\,\text{grad.}\frac{lz}{r^3}\left[Q + \frac{r}{c}\vec{I}\right] - \left[\frac{\partial \vec{I}}{\partial t}\right]\frac{l}{r}$$

Enfin, en remarquant que

$$\frac{\partial^2 \vec{Z}}{\partial t^2} = \left[\frac{\partial \vec{I}}{\partial t}\right]\frac{l}{r}$$

est parallèle à Oz, on obtient, pour les composantes de $\vec{E}$, les expressions (I).

APPENDICE II

Démonstration des formules IV (page 507).

Cherchons les expressions des deux composantes du champ, dues au courant réel et à son image.

Soient X, Y, Z et X', Y', Z' les composantes d'un vecteur dans les deux systèmes; on aura les relations :

(14)
$$\begin{cases} X = X'\alpha + \quad + Z'\alpha'' \\ Y = X'\beta + Y'\beta' + Z'\beta'' \\ Z = X'\gamma + Y'\gamma' + Z'\gamma'' \end{cases} \qquad \begin{cases} X' = X\alpha + Y\beta + Z\gamma \\ Y' = \quad + Y\beta' + Z\gamma' \\ Z' = X\alpha'' + Y\beta'' + Z\gamma'' \end{cases}$$

dans lesquelles les lettres grecques désignent les cosinus des angles correspondants ($\alpha = \cos \hat{\alpha}$...)

Les coordonnées de P étant dans le système $O'x'y'z'$:

$$x' = 0 \qquad y' \qquad z' = 0$$

elles deviennent dans le système $Oxyz$, en vertu de (14) :

$$x = 0 \qquad y = y'\beta' \qquad z = y'\gamma' - \lambda \tag{15}$$

λ désignant la longueur OO'.

Le champ produit par le courant $M_1 M_2$ étant de révolution autour de Oz, sera donné par les formules (II) et (I), page 501, dans lesquelles on portera les valeurs de x, y, z données par (15).

Les composantes du même champ dans le système $O'x'y'z'$ s'obtiendront ensuite à l'aide des formules (14) où on remplacera X Y Z par les valeurs $E_x, E_y, E_z, M_x, M_y, M_z$ des composantes du champ dans le système $Oxyz$.



On obtient :

$$E'_x = o + \beta y' \beta' (y' \gamma' - \lambda) R + \gamma \left[(\gamma' y' - \lambda)^2 R - \frac{c^2 l}{r^3} \left(Q + \frac{r}{c} I \right) - \frac{l}{r} \frac{\partial I}{\partial t} \right]$$

$$E'_y = o + \beta' y' \beta' (y' \gamma' - \lambda) R + \gamma' \left[(\gamma' y' - \lambda)^2 R - \frac{c^2 l}{r^3} \left(Q + \frac{r}{c} I \right) - \frac{l}{r} \frac{\partial I}{\partial t} \right]$$

$$E'_z = o + \beta'' y' \beta' (y' \gamma' - \lambda) R + \gamma'' \left[(\gamma' y' - \lambda)^2 R - \frac{c^2 l}{r^3} \left(Q + \frac{r}{c} I \right) - \frac{l}{r} \frac{\partial I}{\partial t} \right]$$

(16) $$M'_x = \alpha \beta' y' \frac{l}{cr^2} \left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r} I \right]$$

$$M'_y = o$$

$$M'_z = \alpha'' \beta' y' \frac{l}{cr^2} \left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r} I \right]$$

dans lesquelles on a posé pour simplifier :

(17) $$R = \frac{c^2 l}{r^5} \left[3Q + 3 \frac{r}{c} I + \frac{r^2}{c^2} \frac{\partial I}{\partial t} \right] = \frac{l}{r^3} \left[\frac{\partial I}{\partial t} + 3 \frac{c}{r} I + 3 \frac{c^2}{r^2} Q \right].$$

Calculons maintenant l'expression du champ produit par l'image $M_1' M_2'$ de $M_1 M_2$:

Prenons pour axes de coordonnées un système $O_1 x_1 y_1 z_1$ symétrique de $Oxyz$ par rapport au plan xOy (fig. 8), mais tel que $O_1 z_1$ soit de sens opposé au symétrique de Oz. Nous gardons ainsi la même disposition des axes par rapport au courant, le courant image étant lui aussi de sens opposé au courant symétrique du courant réel.

Dans ces conditions, le tableau (13) devient :

O	x_1	y_1	z_1
x'	$\widehat{\alpha}$	$\widehat{\beta}$	$\pi - \widehat{\gamma}$
y'	$\frac{\pi}{2}$	$\widehat{\beta'}$	$\pi - \widehat{\gamma'}$
z'	$\pi - \widehat{\alpha''}$	$\pi - \widehat{\beta''}$	γ''

la symétrie par rapport au plan xOy change en effet les signes de la dernière ligne, et le renversement de l'axe $O_1 z_1$ ceux de la dernière colonne.

D'autre part, les cordonnées de P sont dans ce système :

$$x_1 = O \qquad y_1 = y' \beta' \qquad z_1 = - y' \gamma' + \lambda.$$

Les composantes du champ électromagnétique dues à l'image ont alors pour expression :

$$E'_{1x} = o + \beta y' \beta' (\lambda - y' \gamma') R - \gamma \left[(\lambda - y' \gamma')^2 R - \frac{c^2 l}{r^3} (Q + rI) - \frac{l}{r} \frac{\partial I}{\partial t} \right]$$

$$E'_{1y} = o + \beta' y' \beta' (\lambda - y' \gamma') R - \gamma' \left[(\lambda - y' \gamma')^2 R - \frac{c^2 l}{r^3} (Q + rI) - \frac{l}{r} \frac{\partial I}{\partial t} \right]$$

$$E'_{1z} = o + \beta'' y' \beta' (\lambda - y' \gamma') R - \gamma'' \left[(\lambda - y' \gamma')^2 R - \frac{c^2 l}{r^3} (Q + rI) - \frac{l}{r} \frac{\partial I}{\partial t} \right]$$

$$M'_{1x} = \alpha \beta' y' \frac{l}{cr^2} \left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r} I \right] \qquad (18)$$

$$M'_{1y} = o$$

$$M'_{1z} = - \alpha'' \beta' y' \frac{l}{cr^2} \left[\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{r} I \right]$$

où R représente la même quantité que plus haut (17).

En effectuant les sommes $E'_x + E_{1x}'$, $E'_y + E'_{1y}$, ..., on obtient enfin, en remplaçant R par sa valeur, les expressions IV.

A titre de vérification, on voit que si $M_1 M_2$ tend à devenir vertical, T tend vers o, et les expressions (IV) tendent à prendre les formes (III).

CHAPITRE II

LES APPAREILS DESTINÉS A LA MESURE DES VARIATIONS DU CHAMP STATIQUE.

Principe de la méthode expérimentale. — On a vu au chapitre précédent qu'il y a dans l'expression du vecteur électrique de la perturbation orageuse un terme, $\frac{c^2 l Q}{r^3}$, dont la variation totale est indépendante de la forme de la décharge et du temps.

Pour étudier à part cette composante, et l'isoler des termes en I et $\frac{dI}{dt}$ dont la variation totale est nulle, il suffit de disposer d'un collecteur d'inertie suffisante pour n'être impressionné que par des variations lentes, par exemple les prises de potentiel au radium ordinairement employées pour les mesures d'électricité atmosphérique.

Ce collecteur, relié à un électromètre de faible capacité, met plusieurs secondes à prendre le potentiel extérieur, et permet par conséquent de ne suivre que les variations moyennes du champ.

DISPOSITIFS PARTICULIERS AUX ORAGES RAPPROCHÉS

La formation et la disparition rapide des orages, le passage des nuages chargés sur la station, causant des modifications de gradient considérables et souvent capricieuses, il est nécessaire, si on ne dispose que d'une sensibilité pour l'électromètre, de pouvoir faire varier facilement la hauteur de la capsule de radium au cours de l'orage. J'avais prévu dans ce but un support spécial permettant de la manœuvrer sans sortir du laboratoire (fig. 11). La capsule C était fixée sur une tige de cuivre AC de 50 cm, mobile en A, et dont l'inclinaison pouvait être réglée par traction sur le fil DEFGH, ce fil servant aussi à transmettre le potentiel.

L'isolement était assuré, d'une part par un bouchon d'orca B abrité par des godets de fibre, d'autre part par un tube de verre GH serti dans un autre bouchon d'orca.

Ce dispositif m'a donné entière satisfaction; l'isolement est toujours resté excellent, malgré la pluie ou des brouillards prolongés. Seule la neige, en recouvrant les godets de fibre, établissait un contact avec le sol; d'ailleurs, aussitôt la fusion, l'isolement se retrouvait aussi bon qu'avant, et il n'a jamais été nécessaire d'employer de desséchant.

L'appareil de mesure utilisé pour ces expériences était un volt-

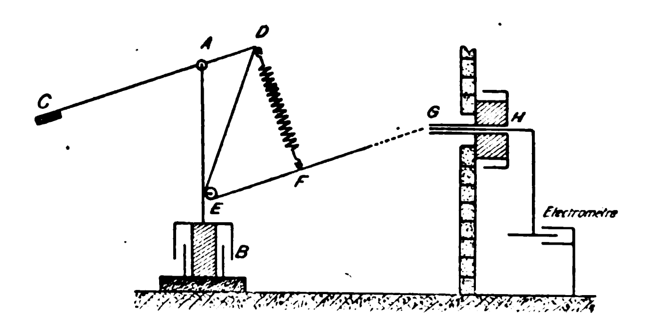


Fig. 11. — Prise potentiel à hauteur variable.

mètre électrostatique de type courant. La prise de potentiel était reliée à la palette mobile, et la paire de quadrante était à la terre. Le spiral antagoniste était réglé de telle sorte que l'électromètre permit de mesurer les potentiels compris entre 500 et 3500 volts.

DISPOSITIFS PARTICULIERS AUX ORAGES ÉLOIGNÉS

Au delà de quelques kilomètres, le voltmètre électrostatique ne peut plus déceler les variations du champ, et d'autre part les éclairs ne se voient pas aussi facilement. Il est alors nécessaire d'utiliser un électromètre plus sensible et, pour en constater la simultanéité, d'enregistrer ensemble le parasite dû à l'éclair et la variation du champ statique qui lui correspond (une fraction de volt).

Des enregistreurs photographiques auraient pu, à la rigueur, être utilisés, mais ils sont toujours difficiles à manier et le contrôle des phénomènes pendant l'expérience est à peu près impossible. Aussi leur ai-je préféré un nouvel électromètre amplificateur basé sur l'emploi des lampes à plusieurs électrodes, et permettant l'enregistrement direct par un milliampèremètre quelconque.

****

L'électromètre amplificateur (¹).

Principe. — Il est facile de se rendre compte des raisons pour lesquelles les montages classiques (fig. 12) des lampes à plusieurs électrodes ne pouvaient être utilisés pour des mesures électrométriques. On sait en effet que l'action de la grille sur les électrons émis par le filament ne s'exerce jamais sans pertes : ou la grille est positive par

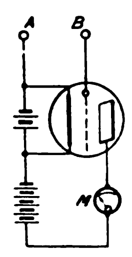


Fig. 12.

rapport au filament et elle recueille alors une quantité notable d'électrons négatifs, ou elle est négative, et, dans ce cas, attire à elle une partie des ions positifs qui existent toujours dans la lampe et qui proviennent sans doute, entre autres causes, de la dissociation des molécules gazeuses par les électrons.

Dans tous les cas, il y a un courant de grille qui semblait rendre la lampe inutilisable comme électromètre (²).

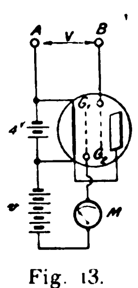


Fig. 13.

(¹) Lejay, *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 2171.

(²) Cependant la lampe pouvait servir indirectement à la mesure de la différence de potentiel existant entre les armatures d'un condensateur. La décharge de celui-ci à travers l'espace filament-grille provoque des variations du courant de plaque proportionnelles, dans certaines limites, à la différence de potentiel initiale aux bornes du condensateur (cf. Lejay, *C. R.*, t. 178, 1924, p. 1480).

Une autre application d'un dispositif analogue avait été faite par MM. Ferrié, Jouaust, Mesny, *C. R.*, t. 178, 1924, p. 1120. Voir encore sur ce sujet, Ferrié : « Quelques applications des lampes à trois et quatre électrodes », *Onde Electrique*, mars 1925, p. 98; *Proceedings of Inst. of Rad. Engineers*, août 1925; ou *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1925.

En réalité, pour isoler l'électrode de contrôle, il suffisait de la sortir de la zone parcourue par les électrons, de la faire agir de l'extérieur de cette zone. L'emploi des lampes à deux grilles permettait d'arriver d'une façon très simple au résultat cherché.

Le montage est indiqué sur la figure 13.

La grille intérieure G*i* est portée à un potentiel fixe *v* légèrement positif par rapport au filament, tandis que la grille extérieure G*e* est reliée au conducteur B dont on veut mesurer le potentiel par rapport au conducteur A relié au filament.

Au besoin une batterie auxiliaire est intercalée entre B et la grille G*e*, de manière à porter celle-ci à un potentiel négatif — 20 à — 150 volts.

Dans ces conditions, le fonctionnement de la lampe est le suivant :

Les électrons émis par le filament, attirés par la grille G*i* positive,

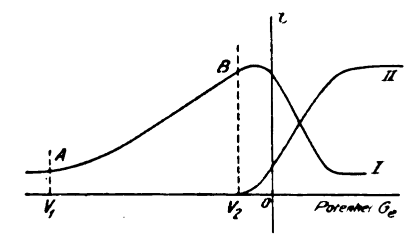


Fig. 14. — Caractéristique des lampes Bigril :
I. Variations du courant de grille intérieur en fonction du potentiel de grille extérieure.
II. Variations du courant de plaque en fonction du potentiel de grille extérieure.

y arrivent en plus ou moins grand nombre suivant la valeur du champ antagoniste créé par G*e* : le courant *i* (fig. 14, courbe I) mesuré par un milliampèremètre dans le circuit de la grille intérieure est fonc-

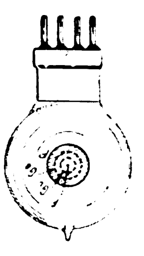
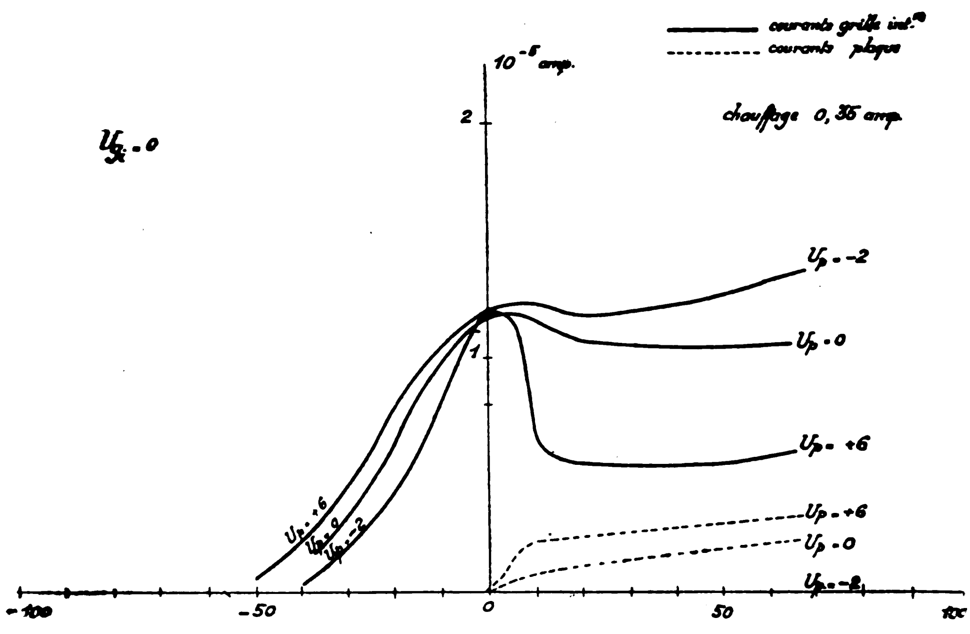


Fig. 15.

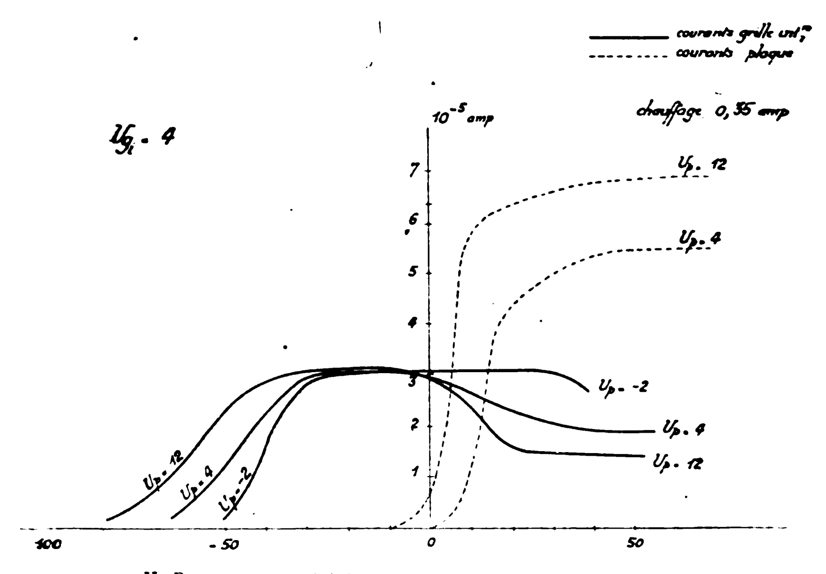
tion de la différence de potentiel V portée entre G*e* et le filament. L'expérience montre que la caractéristique AB est rectiligne dans une région V_1V_2 assez étendue (100 volts pour $v = 10$ volts). Autre-



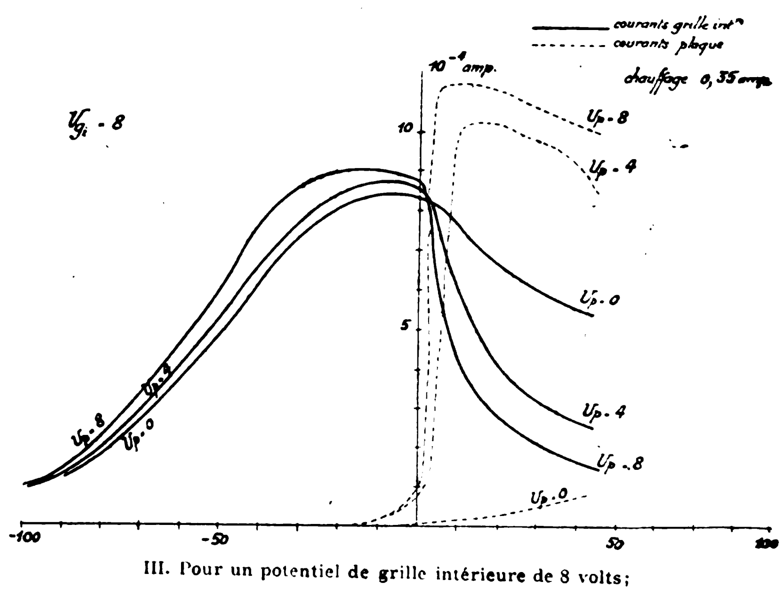
Fig. 16. — Caractéristique des lampes Bigril :



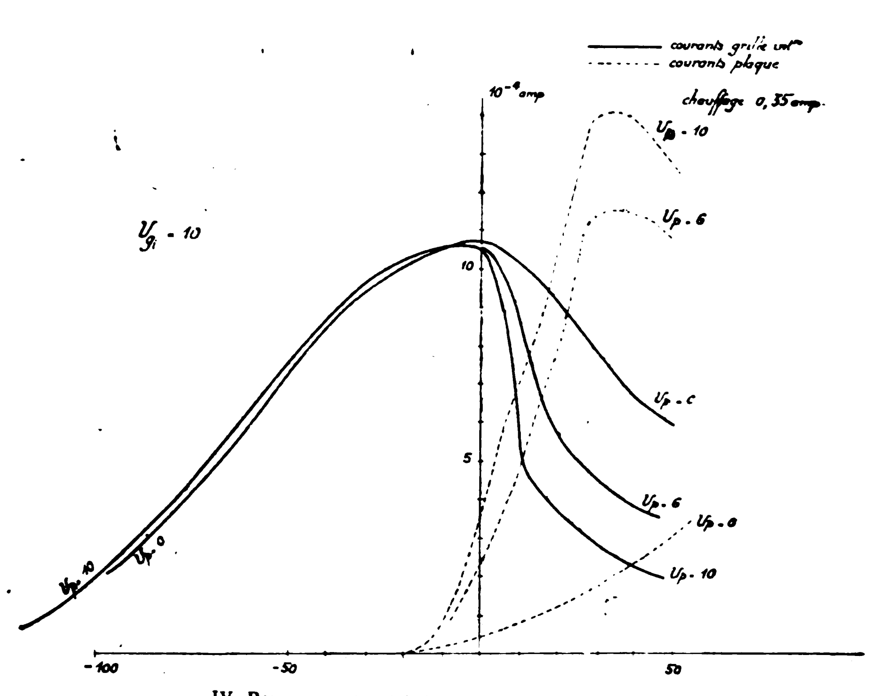
I. Pour un potentiel de grille intérieure nul ;



II. Pour un potentiel de grille intérieure de 4 volts



III. Pour un potentiel de grille intérieure de 8 volts;



IV. Pour un potentiel de grille intérieure de 10 volts.

ment dit, les courants mesurés par M sont sensiblement proportionnels aux différences de potentiel V établies aux bornes de l'appareil.

Pour les valeurs du potentiel de grille extérieure comprises entre V_1 et V_2, aucun électron ne pénètre dans l'intervalle-grille intérieure plaque G*i* P (fig. 15), aucune molécule gazeuse n'y est dissociée, il ne se forme pas d'ions positifs et par conséquent la grille G*e*, bien isolée, ne se décharge pas.

Sensibilité. — La pente de la caractéristique AB, sa longueur, dépendent des tensions appliquées à la grille intérieure, les tensions de la plaque déplaçant simplement la caractéristique à peu près parallèlement à elle-même, comme il arrive dans le cas des lampes à trois électrodes (fig. 16, I, II, III, IV).

Plus la tension de grille intérieure est forte, plus le maximum du

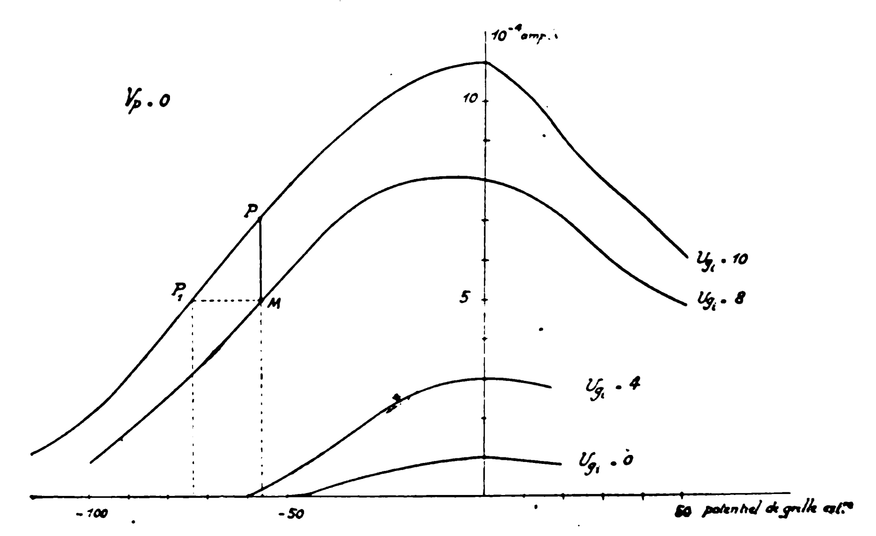


Fig. 17. — Variations du courant de grille intérieure en fonction du potentiel de cet électrode.

courant de grille est grand, et plus la région rectiligne de la caractéristique est longue (fig. 17).

On voit sur les courbes qu'en employant comme instrument de mesure un milliampèremètre, enregistreur ou non, donnant toute sa déviation pour un milliampère, on pourra apprécier facilement le 1/100 de milliampère qui correspond à une variation de tension d'environ 1/2 volt.

L'étalonnage de l'instrument se fait simplement, en réunissant aux bornes A et B les deux pôles de batteries donnant des différences de potentiel connues.

Des étalonnages faits à plusieurs heures d'intervalle ont montré une constance très suffisante dans les phénomènes; il est bon toutefois d'allumer la lampe quelques minutes avant le commencement des mesures, pour permettre aux accumulateurs de prendre un régime stable.

Emploi des lampes à trois électrodes. — L'examen des caractéristiques montre que la tension de plaque a peu d'influence sur l'allure

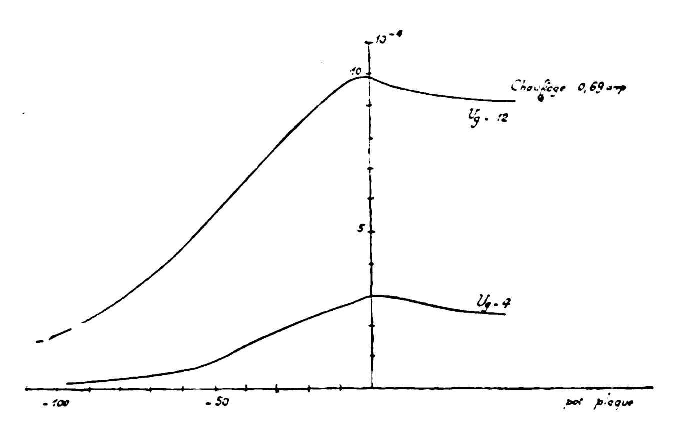


Fig. 18. — Caractéristiques de la lampe S. I. F. à cornes.

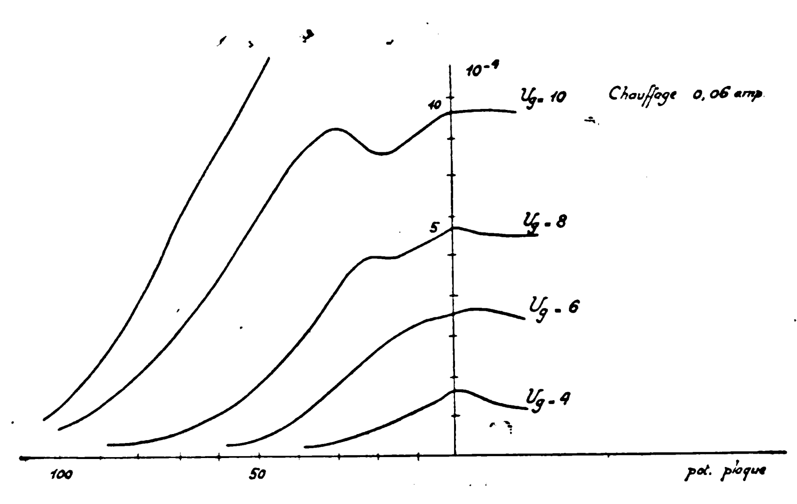


Fig. 18 *bis*. — Caractéristiques de la lampe Radiomicro.

générale des phénomènes. Aussi, dans le montage de la figure 13, s'est-on contenté de la réunir à une des extrémités du filament.

On conçoit qu'il soit possible de supprimer cette électrode et d'utiliser les lampes ordinaires, montées comme l'indique la figure 19. Les courants de grille sont ici fonction des potentiels de plaque et donnent les caractéristiques des figures 18. On trouve sur chaque courbe une région rectiligne utilisable pour la mesure des potentiels fortement négatifs appliqués à la plaque.

En pratique les phénomènes sont à peu près identiques, qu'on emploie les lampes à 4 ou à 3 électrodes, à part la question des fuites que nous allons examiner.

Courants de fuite. — Dans les montages précédents, une des électrodes de la lampe doit être parfaitement isolée. En réalité, comme dans tous les électromètres, des fuites se produisent et peuvent fausser les mesures. Elles sont dues à plusieurs causes.

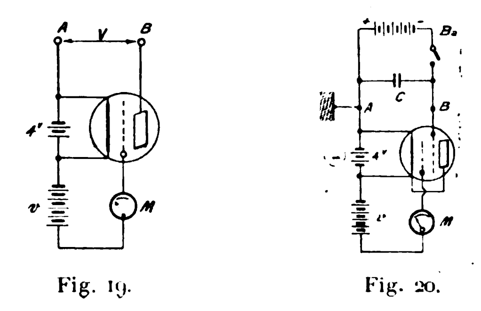


Fig. 19. Fig. 20.

Tout d'abord l'électrode traverse nécessairement le verre de l'ampoule qui est un isolant médiocre, bien que peu hygrométrique, étant chauffé par le filament. L'emploi des lampes à cornes serait préférable, mais il est malheureusement impossible de faire faire en France des lampes à la fois à deux grilles et à cornes, et les lampes à deux grilles sont inconnues en Amérique.

Les fuites par le culot sont beaucoup plus importantes; on peut les diminuer en remplacant les matières moulées qui les constituent par un isolant de meilleure qualité, l'orca par exemple, ou même en établissant dès la sortie de l'ampoule une connexion rigide qui traverse le culot sans rien toucher.

Pratiquement, pour un grand nombre d'applications, il suffira de nettoyer soigneusement de temps en temps la matière moulée pour avoir un isolement suffisant (10^{12} ohms).

Enfin une autre cause de fuites, la plus importante, est due aux

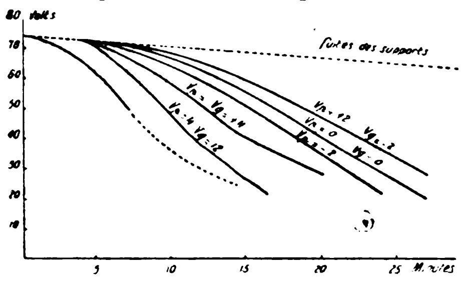
ions positifs qui se trouvent dans l'ampoule et qui sont attirés par l'électrode de contrôle fortement négative.

Pour me faire une idée de ces divers courants j'ai employé le procédé suivant : Un condensateur C de capacité connue (10^{-4} microfarad) (fig. 20) était relié d'une part au filament et au sol, d'autre part à l'électrode de contrôle. Un interrupteur dont le plot était très bien isolé permettait de charger le condensateur à un potentiel déterminé, fourni par une batterie B*a*. Pour mesurer, dans une première expérience, les fuites dues au culot de la lampe et aux connexions, on laissait le condensateur se décharger spontanément, la lampe étant éteinte.

Si, dans ce temps, l'armature isolée passe du potentiel V_0 à V_1, le courant de fuite est :

$$i = \frac{(V_0 - V_1)\,C}{t}$$

Dans une seconde expérience, la lampe étant allumée, le conden-



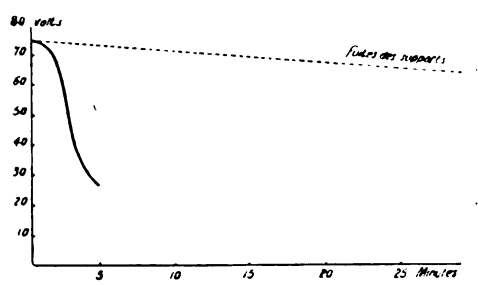


Fig. 21. — Mesure des fuites de l'électromètre à lampes.
·············· lampe éteinte. ———— lampe allumée.

sateur se décharge plus vite. Soit t_1 le temps que met encore le potentiel à passer de V_0 à V_1, le nouveau courant de fuite est :

$$i_1 = \frac{(V_0 - V_1)\,C}{t_1}$$

d'où le courant dû aux ions positifs :

$$I = (V_0 - V_1)\, C \left(\frac{1}{t} - \frac{1}{t_1}\right)$$

Les résultats sont donnés par les courbes de la figure 21 où sont portés en ordonnées les potentiels du condensateur, en abcisses les temps de décharge.

On peut en déduire les conclusions suivantes :

A) *Dans les lampes à deux grilles :*

1° Les fuites (courants de grille extérieure) augmentent avec les potentiels de grille intérieure et sont sensiblement indépendantes des potentiels de plaque. Elles atteignent des valeurs de l'ordre de 10^{-12} ampère pour un potentiel de grille de 12 volts;

2° Les fuites augmentent lentement au moment où la lampe est allumée jusqu'à un maximum qui n'est atteint que 3 ou 4 minutes après l'allumage; elles ne diminuent sensiblement que plusieurs minutes après l'extinction.

On pourrait peut-être expliquer ces phénomènes soit par la difficulté qu'ont les ions à diffuser hors de la cage formée par les grilles, soit plus vraisemblablement par les variations de température du verre [1].

B) *Dans les lampes à trois électrodes.*

Les courants de grille, *sensiblement plus forts*, peuvent atteindre 10^{-11} ampère, sans doute à cause de la plus grande surface de l'électrode (ici la plaque), peut-être aussi parce qu'elle n'est plus protégée comme dans les lampes à deux grilles.

Comparaison de l'électromètre à lampe et des électromètres ordinaires.

Sur les conseils de M. Maurain, j'ai comparé les enregistrements donnés par cet électromètre avec ceux d'un électromètre de Benndorf. J'ai installé dans ce but une prise de potentiel au radium à quelques mètres de celle qui sert à la mesure du champ électrique à l'observatoire du Val Joyeux, et sensiblement dans les mêmes conditions, à deux mètres de hauteur, au milieu d'un fil horizontal dont une extrémité est isolée tandis que l'autre est reliée à l'électromètre par l'intermédiaire d'une batterie auxiliaire (fig. 22). Les courbes obtenues par les deux instruments ont bien la même allure, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 23; les seules différences notables pro-

(1) Phénomène qui serait analogue à celui qu'a étudié M. Courtines. *Onde Électrique*, novembre 1924, p. 521.

viennent du fait qu'un certain nombre de variations du champ ont fait sortir le courant de grille de la lampe de la partie rectiligne de la caractéristique ou même lui ont fait atteindre la saturation. La région des mesures acceptables pour la courbe donnée par l'électromètre à lampe est indiquée sur la figure; elle correspond à des valeurs du potentiel comprises entre 80 et 160 volts par mètre. Dans ces

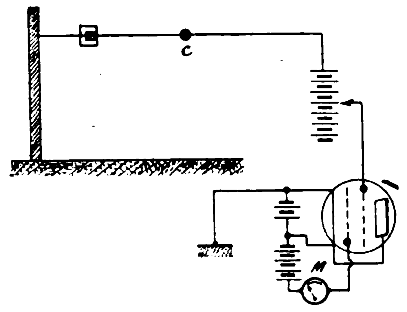


Fig. 22. — Emploi de l'électromètre à la mesure de la différence de potentiel entre un point de l'atmosphère et le sol.

limites, les mesures données par les deux instruments sont tout à fait semblables; il faut cependant remarquer que sur une des courbes les abcisses sont curvilignes et sur l'autre rectilignes, que les ordonnées ne sont pas à la même échelle et que, de plus, le Benndorf ne donne qu'un pointé par minute, tandis que la lampe enregistre le champ d'une façon continue; ainsi s'explique qu'en F par exemple, le Benndorf n'indique qu'une variation du champ, tandis que l'électromètre à lampes en montre nettement deux se succédant à quelques secondes; de même en H et en P.

Ce dernier avantage de l'électromètre à lampe est limité par le fait que l'inertie de la plume de l'enregistreur et son adhérence au papier l'empêchent de suivre toutes les petites variations du courant; dans l'application à l'électricité atmosphérique qui nous intéresse ici, il faut remarquer d'ailleurs que les capsules de radium mettent toujours plusieurs secondes à s'équilibrer avec le potentiel extérieur, et que par conséquent il est de toutes façons impossible de suivre exactement toutes les variations du champ; on n'en peut enregistrer que des valeurs moyennes [1].

---

[1] J'envisage dès maintenant plusieurs applications du nouvel électromètre sur lesquelles je me propose de revenir.

Sa simplicité, sa facilité d'isolement et de transport (il a fallu moins de trois-quarts d'heure pour installer au Val Joyeux la prise de potentiel et l'instrument), la possibilité de transmettre à distance ses indications, par fils, permettront de faire des études impossibles avec les électromètres ordinaires; le présent travail n'est qu'un premier exemple des résultats qu'il peut donner.

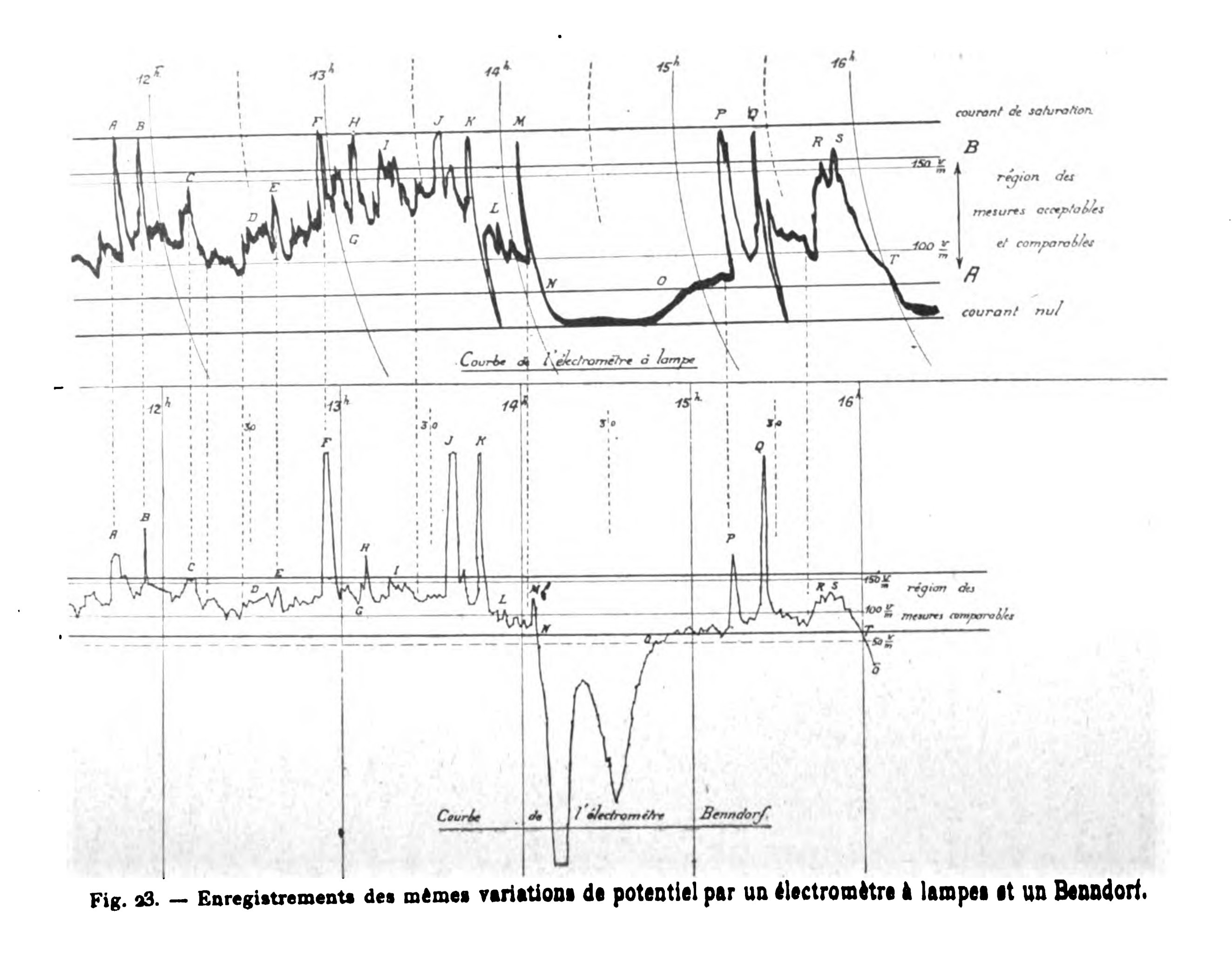


Fig. 23. — Enregistrements des mêmes variations de potentiel par un électromètre à lampes et un Benndorf.

Électromètre amplificateur à plusieurs lampes.

La sensibilité de l'électromètre à lampes, on l'a vu, n'est pas très grande. Pour déceler des variations inférieures au demi volt, il faut amplifier. Il suffit pour cela d'ajouter à la première lampe un amplificateur « à courants continus » composé, comme on sait, d'étages à résistances avec liaisons par piles (fig. 24). Les variations du courant de plaque d'un étage créent aux bornes de la résistance R une variation de potentiel qui est intégralement transmise à la grille de la lampe suivante. On sait que, pour obtenir le meilleur rendement, la

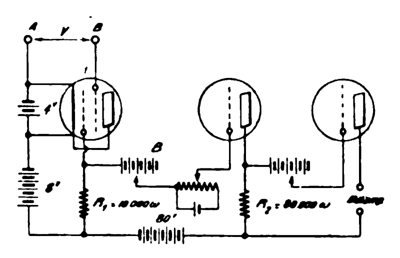


Fig. 24. — Electromètre amplificateur à trois lampes.
(Pour plus de clarté les circuits de chauffage ne sont pas représentés.)

résistance R doit être proportionnée à la résistance apparente de la lampe. Pour les lampes Bigril, dans les régions des caractéristiques considérées AB (fig. 14), la résistance de l'intervalle filament-grille intérieure est faible; les courbes de la figure 17 montrent qu'à une variation de tension de grille de 8 à 10 volts correspond une variation de courant PM de 2.10^{-14} ampère; c'est à dire que la résistance est de 10^4 ohms; la résistance R_1 doit être de cet ordre de grandeur.

A la première batterie de liaison B il est bon d'adjoindre un potentiomètre qui permette un réglage plus précis de la tension de grille de la deuxième lampe. Les étages suivants sont montés comme l'indique le schéma et ne présentent aucune particularité.

L'appareil doit comporter au moins trois étages, le premier n'amplifiant pas à cause de la faible pente de la caractéristique, ou, autrement dit, parce que le facteur d'amplification de la lampe ainsi employée est plus petit que 1. Il est facile de s'en rendre compte sur les courbes de la figure 17; on voit qu'à une variation de 2 volts pour la tension de la grille intérieure correspond une variation de courant MP semblable à celle que donnerait une variation P_1M d'environ 15 volts pour la tension de la grille extérieure. Le coefficient d'amplification est donc de l'ordre de $\frac{2}{15}$.

Le second étage compense largement cette perte; un troisième donne une sensibilité au moins dix fois plus grande.

C'est cet électromètre à trois lampes que j'ai utilisé pour mesurer les variations du champ statique dues aux décharges orageuses à très grande distance.

L'Enregistreur.

Tout milliampèremètre enregistreur de sensibilité suffisante aurait pu être utilisé. La rapidité des phénomènes à analyser et la longue durée des expériences m'a fait préférer à tout autre l'enregistrement sur bandes de papier couvert de noir de fumée. Le dérouleur Abraham (fig. 25), construit par Beaudoin, convenait parfaitement à ces recherches. Il est mû par un moteur électrique qui entraîne la

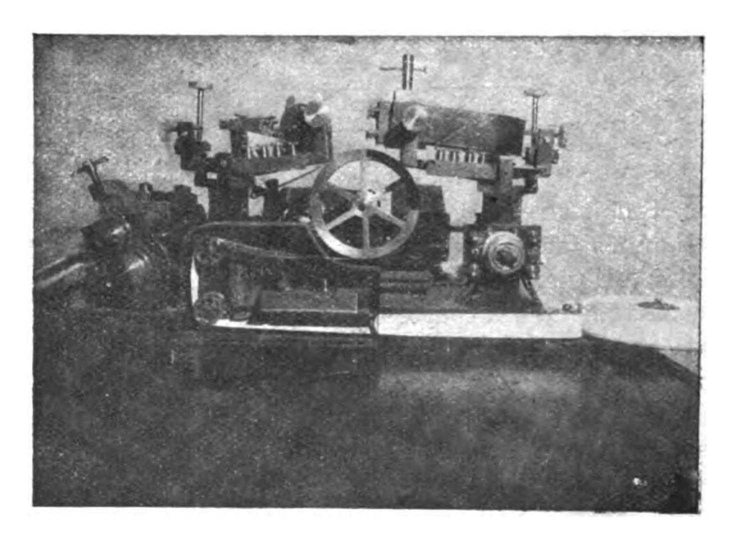


Fig. 25. — Le dérouleur de bandes Abraham.
La bande entre blanche à droite et sort laminée par les deux rouleaux qu'on aperçoit à gauche. Au centre et en haut, les oscillographes.

bande à une vitesse constante, la fait passer pour la noircir au-dessus d'une lampe à essence, puis sous les plumes des appareils de mesure, enfin dans un laminoir qui fixe définitivement les inscriptions par simple écrasement.

Le milliampèremètre portait une petite plume métallique qui venait appuyer légèrement sur le papier, et donnait sa déviation totale pour un milliampère.

Un oscillographe genre Abraham ou Taris, sensible au milliampère ou au centième de seconde, était placé à côté et enregistrait les atmosphériques sur la même bande. Il était intercalé dans le circuit de plaque d'une lampe à trois électrodes (fig. 26) dont la grille était reliée à une antenne, et le filament au sol. Dans le cas où on recevait assez d'énergie, une résistance R variable de 1 000 ohms à 1 mégohm pouvait être placée entre le filament et la grille; la constante de temps

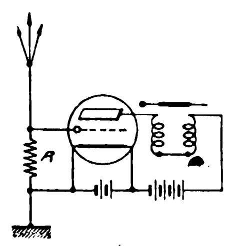


Fig. 26. — Dispositif d'enregistrement des atmosphériques.

du système était alors diminuée et les variations du champ de l'ordre du centième de seconde enregistrées sans déformation. Avec ce dispositif, les comparaisons entre les variations du champ statique et les atmosphériques sont des plus simples, les deux phénomènes étant enregistrés côte à côte sur le même papier. Il y a lieu cependant sur certaines bandes de tenir compte du « décalage » qui sépare les plumes des deux appareils de mesure, dans le sens de la marche du papier. Ce décalage est indiqué sur les graphiques.

(*A suivre.*) Pierre LEJAY.

LES ANTENNES-FILTRES

Par Joseph PLEBANSKI

Ingénieur, Directeur technique de la Société polonaise P. T. R.
Membre de la Société des Radiotechniciens polonais S. R. P.

SOMMAIRE. — L'auteur montre que l'on peut associer par couplage mutuel plusieurs antennes, de manière que leurs énergies s'ajoutent pour certaines fréquences et se retranchent pour d'autres. Elles se comportent alors comme les cellules d'un filtre et fournissent des courbes de résonance presque rectangulaires avec d'excellents rendements.

Principe. — Il est fréquemment avantageux, dans la science des radiocommunications, de réaliser des circuits sélectifs à courbe de résonance rectangulaire, c'est-à-dire laissant passer seulement certaines *bandes* de fréquence (fig. 1). Une transmission téléphonique

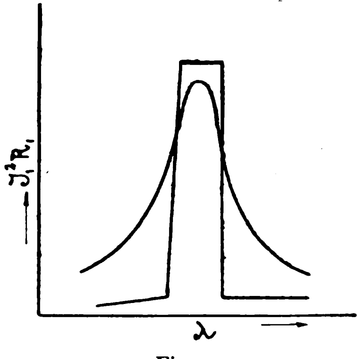


Fig. 1.

occupe, en effet, une bande dont la largeur est bien définie; une transmission télégraphique à grande vitesse occupe elle aussi une bande, d'autant plus large que la vitesse de manipulation est plus grande (cette largeur est donc variable, car on augmente la vitesse lorsque la réception est facile; et on la diminue, au contraire, lorsque l'on est gêné par des atmosphériques).

Des circuits *filtres*, permettant la séparation de ces bandes, ont été décrits par Campbell, Wagner, etc. Mais ils sont tous compliqués, chers, difficiles à régler, et leur rendement est faible.

Nous avons montré, dès 1917, qu'on pouvait résoudre le problème, c'est-à-dire obtenir des courbes de résonance rectangulaires comme celles des filtres, d'une manière bien plus avantageuse, en couplant

d'une manière convenable plusieurs aériens (antennes ou cadres) parallèles [1].

Les énergies reçues par les différentes antennes s'ajoutent dans

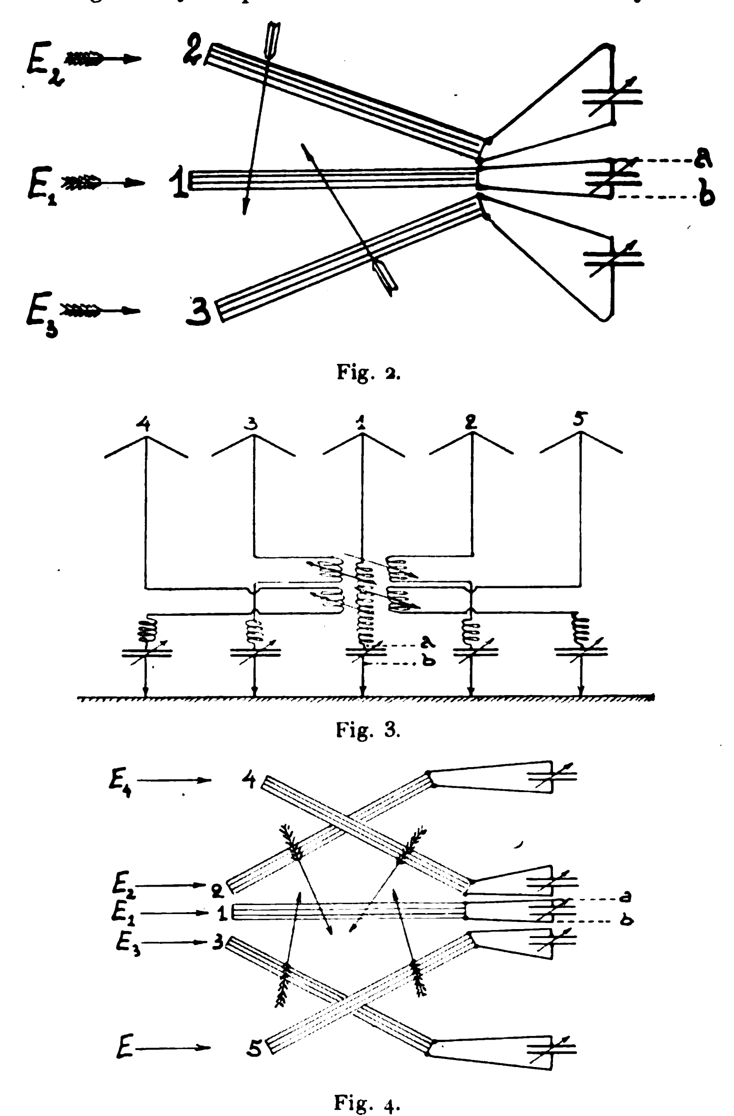


Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

certaines gammes de fréquences et se retranchent dans d'autres, de telle manière que ces dernières sont pratiquement éliminées, tandis

(1) Brevet anglais 211.151 (transféré à la Société Marconi's Wireless Telegraph Co Ltd): brevet français 576.785.

que dans la bande utile on peut recueillir jusqu'à 90 pour 100 de l'énergie *totale* captée par *toutes* les antennes.

Les avantages de ce système sont évidents en ce qui concerne la réception de la radiotéléphonie et de la radiotélégraphie. Ajoutons que le réglage est très simple : on accorde les antennes successivement, en les branchant l'une après l'autre et en réglant chacune de manière à avoir le maximum de son dans la première.

Les figures 2, 3, 4 représentent de tels dispositifs.

Théorie générale. — Si l'on considère n antennes dont les inductances, capacités et résistances sont respectivement L_1, $L_2 ...$, L_n, C_1, $C_2 ....$ C_n, $R_1 ...$, R_n qui présentent entre elles des inductions mutuelles M_{12}, $M_{13} ...$, M_{1n}, M_{23}, $M_{24} ...$, $M_{(n-1)n}$, les courants i_1, $i_2 ...$, i_n développés dans ces antennes par des forces électromotrices en phase :

$$E_1 . \sin \omega t, \quad E_2 . \sin \omega t ..., \quad E_n . \sin \omega t,$$

sont donnés par le système d'équations différentielles :

$$(1) \qquad E_k \sin \omega t = R_k \, i_k + L_k \frac{d i_k}{d t} + \int \frac{i_k}{C_k} d t + M_{k.1} \frac{d i_1}{d t} + + M_{k.2} \frac{d i_2}{d t} ... + M_{k n} \frac{d i_n}{d t}$$

(k va de 1 à n) dont la solution générale est de la forme :

$$(2) \qquad i_k = \sum_{x=1}^{x=n} X_x . e^{-\gamma_x t} . \sin (\omega_x t + \varphi_x) + X_k \sin (\omega t + \varphi_k).$$

Le premier terme représente le régime transitoire et disparaît rapidement; on peut montrer que la constante de temps du système est plus faible que celle d'un filtre habituel du type Wagner-Campbell.

Le second terme représentant les oscillations forcées, se calcule très facilement en substituant dans (1) la solution sinusoïdale :

$$(3) \qquad i_k = (A_k \sin \omega t + B_k \cos \omega t).$$

Nous examinerons simplement le cas de deux antennes, puis celui de trois antennes.

Cas de deux antennes. — On trouve que l'énergie mise en jeu dans les deux antennes a pour valeur :

$$(4) \quad \begin{cases} W_1 = (i_1)^2_{eff} \times R_1 = \dfrac{R_1}{2} \times \dfrac{(E_2 y - E_1 Z_2)^2 + E_1^2 R_2^2}{[Z_1 Z_2 - (R_1 R_2 + y^2)]^2 + (R_1 Z_2 + R_2 Z_1)^2} \\ W_2 = (i_2)^2_{eff} \times R_2 = \dfrac{R_2}{2} \times \dfrac{(E_1 y - E_2 Z_1)^2 + E_2^2 R_1^2}{[Z_1 Z_2 - (R_1 R_2 + y^2)]^2 + (R_1 Z_2 + R_2 Z_1)^2} \end{cases}$$

en posant pour simplifier : $y = M\omega$

$$Z_1 = \left(L_1\omega - \frac{1}{C_1\omega}\right) \quad Z_2 = \left(L_2\omega - \frac{1}{C_2\omega}\right).$$

Avec ces formules, il est facile de calculer la variation de l'énergie dans l'une et l'autre antenne suivant que l'on fait varier : ou bien les constantes des antennes, la longueur d'onde reçue restant fixe; ou, au contraire, la longueur d'onde reçue, sans toucher aux antennes.

1° *Variation des constantes des antennes.* — La figure 5*a* représente la variation de la puissance dans l'antenne I lorsque l'on

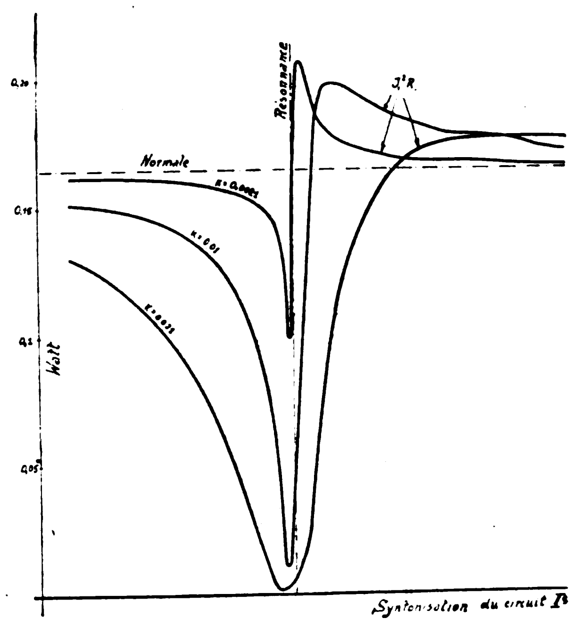


Fig. 5 *a*.

augmente progressivement la capacité d'accord de l'antenne II; les diverses courbes sont relatives à diverses valeurs du couplage entre les deux antennes. Si l'on change le signe de ce couplage, le maximum de courant se trouve reporté à gauche et le minimum à droite.

La droite horizontale représente la valeur de la puissance normale reçue par la première antenne en l'absence de la seconde. On voit par la différence des ordonnées, qu'il y a bien échange d'énergie entre les deux antennes, la seconde absorbant d'abord une partie de l'énergie de la première, puis, au contraire, lui en fournissant davantage.

La figure 5 *b* représente la variation d'énergie dans l'antenne II : on voit que son amortissement semble augmenté.

Dans ces deux figures, on a supposé l'antenne I exactement

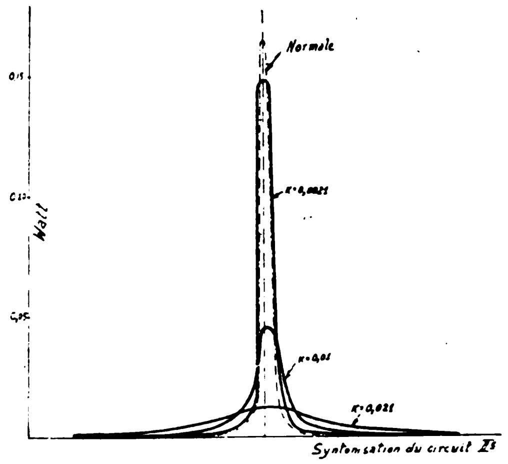


Fig. 5 *b*.

accordée sur l'onde à recevoir. Dans la figure 6, on a supposé, au contraire, l'antenne I légèrement désaccordée. En faisant la somme

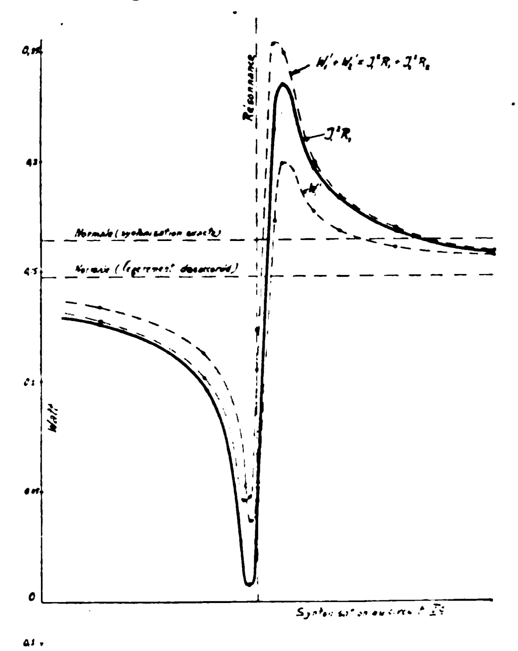


Fig. 6 *a*.

des deux énergies, mises en jeu dans les deux antennes, on s'aperçoit que pour certaines fréquences à gauche de la résonance, cette somme est plus petite que l'énergie absorbée par chacune des deux antennes

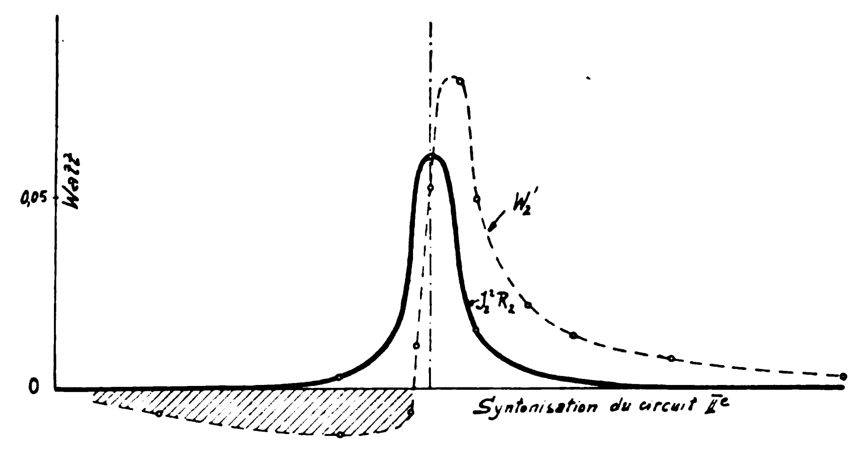


Fig. 6 *b*.

seules; cela veut dire que l'antenne II restitue au champ, par rayonnement, l'énergie qu'elle a soustraite à l'antenne I.

Le rendement peut être calculé facilement avec ces courbes : le maximum de puissance obtenu dans l'antenne I est de 0,239 watt; pour cette abcisse, la puissance absorbée par la seconde antenne est

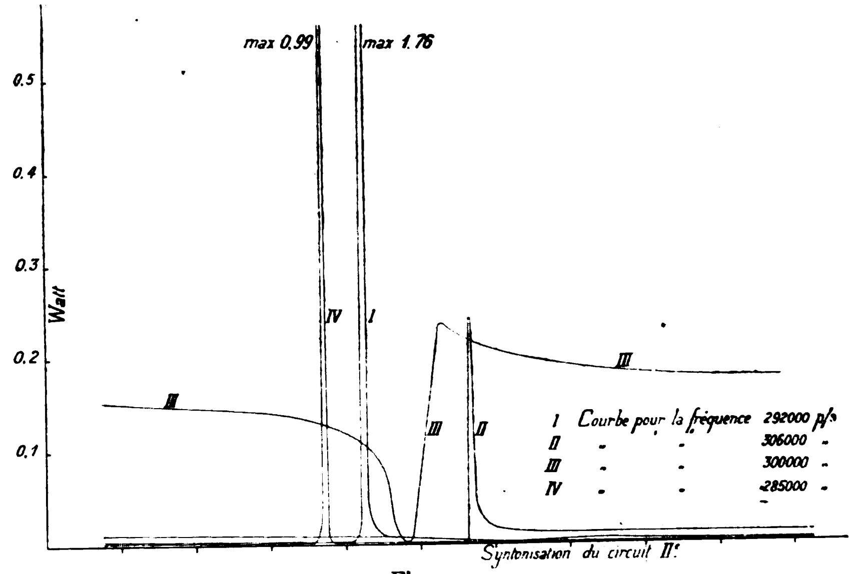


Fig. 7.

seulement 0,015 watt; le *rendement*, c'est-à-dire la fraction utilisable dans la première, est donc : $\frac{0,239}{0,239+0,015} = 94$ pour 100.

Un tel rendement est impossible à obtenir avec filtre ordinaire.

Enfin, les deux antennes peuvent différer par leur résistance : c'est le cas pour les figures 7 et 8; les quatre courbes correspondent à

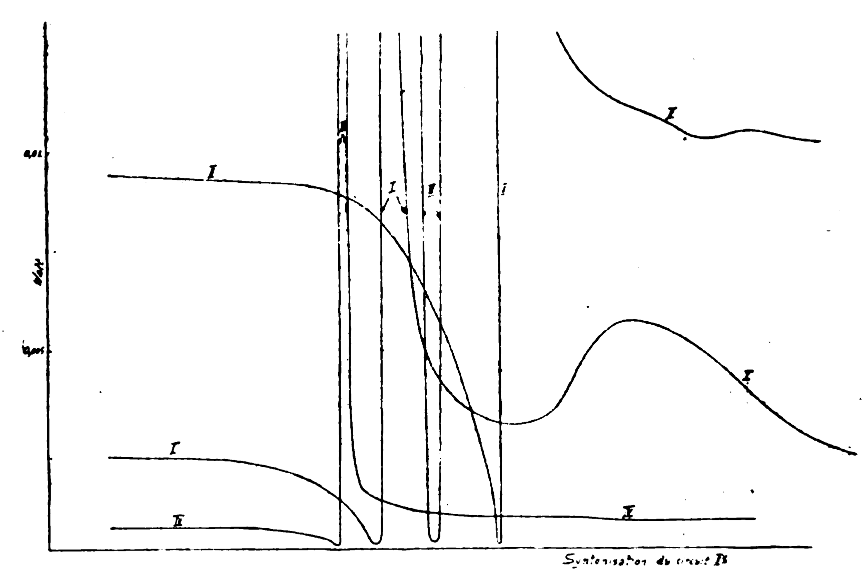


Fig. 8.

des longueurs d'onde légèrement différentes, c'est-à-dire de légers désaccords de l'antenne I. On voit que ces courbes peuvent être plus avantageuses que les précédentes, le rapport entre maximum et minimum pouvant atteindre 150 000 (courbe I).

2° *Variation de la longueur d'onde reçue.* — Les deux antennes étant réglées, si l'on n'y touche plus et que l'on fasse varier la longueur de l'onde reçue, on obtient les *courbes de résonance* de l'ensemble. Ces courbes sont représentées par les figures 9, 10, 11, 12.

En supposant les deux antennes identiques, la puissance dans la première est donnée par la figure 9*a*, la puissance dans la seconde, par la figure 9*b*. Pour représenter à la fois le haut et le bas des courbes, il a fallu deux échelles différentes.

La figure 10 est relative au cas de deux antennes ayant même

résistance, mais dans lesquelles la proportion d'inductance et de capacité est très différente.

Enfin, dans la figure 11, on a supposé les résistances différentes : le rapport des amplitudes extrêmes peut atteindre 2000000.

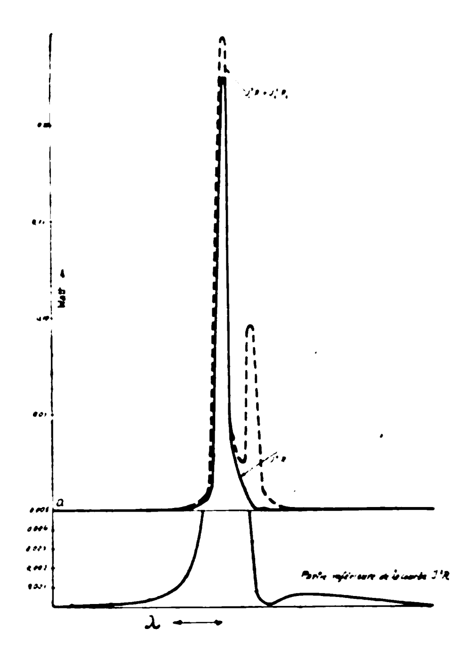


Fig. 9 *a*.

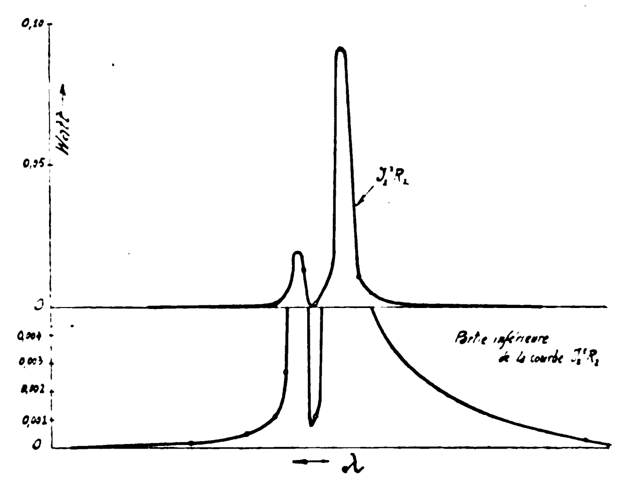


Fig. 9 *b*.

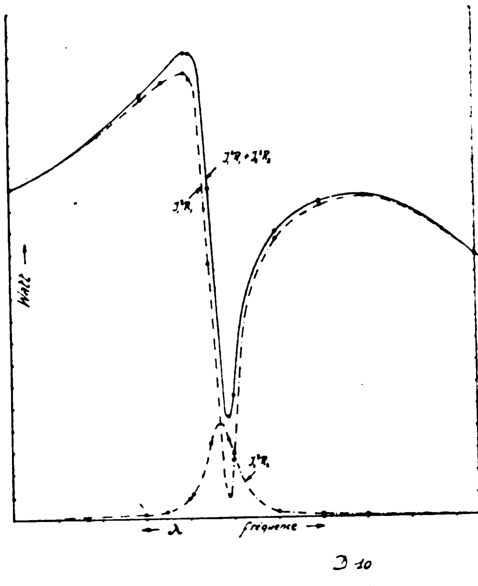


Fig. 10.

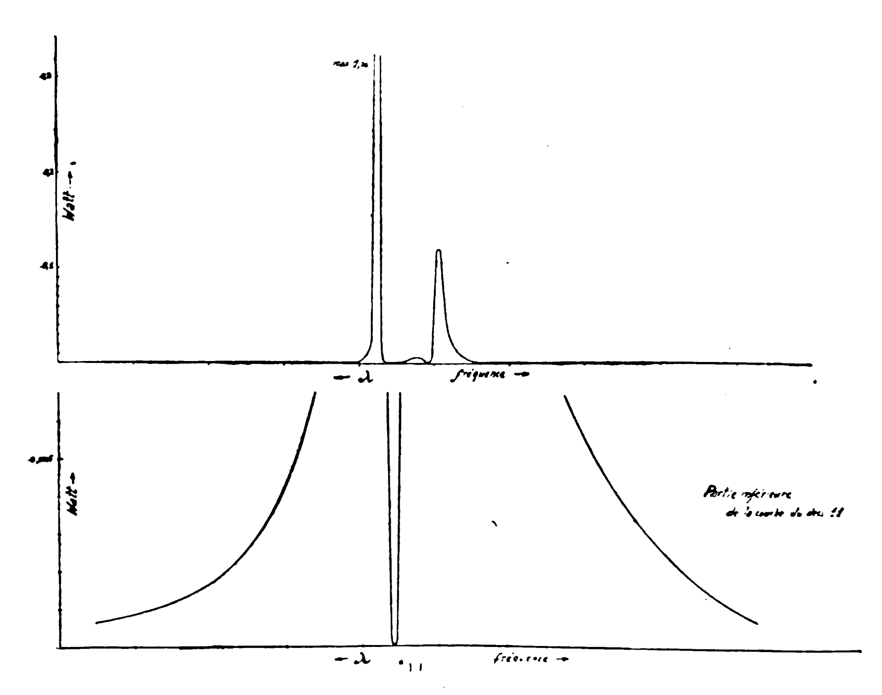


Fig. 11 et 12.

Cas de trois antennes. — Bornons-nous au cas simple où la mutuelle entre les antennes II et III est *nulle*, $M_{23} = 0$. La solution du système (1) en régime permanent donne pour l'énergie dans la première antenne, la valeur suivante :

$$W_1 = R_1 I_{1\,eff}^2 = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \frac{R_1 \times \left\{ \left[E_1 - E_2 \frac{Z_2 y_2}{Z_2^2 + R_2^2} - E_3 \frac{Z_3 y_3}{Z_3^2 + R_3^2} \right]^2 + \left[E_2 \frac{y_2 R_2}{Z_2^2 + R_2^2} + E_3 \frac{y_3 R_3}{Z_3^2 + R_3^2} \right]^2 \right\}}{\left[R_1 + \frac{y_2^2 R_2}{Z_2^2 + R_2^2} + \frac{y_3^2 R_3}{Z_3^2 + R_3^2} \right]^2 + \left[-Z_1 + \frac{Z_2 y_2^2}{Z_2^2 + R_2^2} + \frac{Z_3 y_3^2}{Z_3^2 + R_3^2} \right]^2}$$

avec
$$\begin{cases} Z_1 = \left(L_1 \omega - \dfrac{1}{C_1 \omega} \right) \quad Z_2 = \left(L_2 \omega - \dfrac{1}{C_2 \omega} \right) \quad Z_3 = \left(L_3 \omega - \dfrac{1}{C_3 \omega} \right) \\ y_2 = M_{12} \cdot \omega, \quad y_3 = M_{13} \omega \end{cases}$$

Si l'on accorde d'abord les antennes I et II comme si elles étaient seules, de manière à obtenir dans l'antenne I le maximum de puissance, et si l'on introduit ensuite l'antenne III en faisant varier son

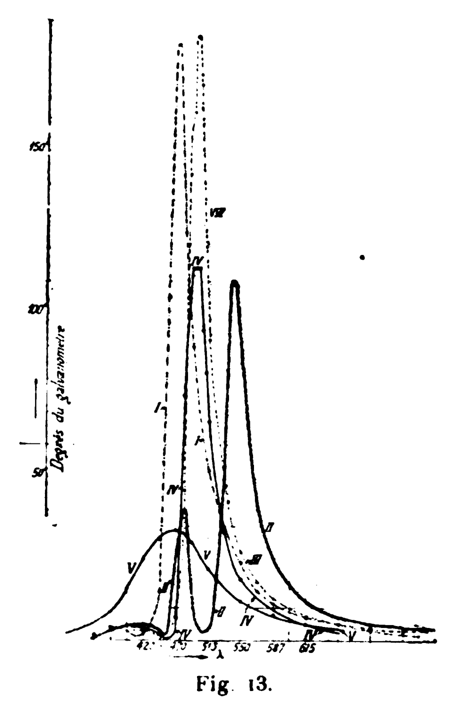


Fig. 13.

accord, on obtient des courbes analogues à celles relevées dans le cas de deux antennes seulement.

Mais si, les trois antennes étant réglées, on fait varier la longueur

d'onde, alors les courbes obtenues sont plus intéressantes. Par exemple, les courbes de la figure 13 ont été relevées expérimentalement au moyen d'un détecteur et d'un galvanomètre intercalés dans un cadre I, avec lequel étaient couplés deux autres cadres suivant le schéma de la figure 2. Des forces électromotrices égales étaient introduites dans ces cadres au moyen de petites bobines de deux spires couplées avec une hétérodyne, dont on faisait varier la fréquence.

La courbe V est une courbe de résonance ordinaire relevée avec le cadre I tout seul.

La courbe I est obtenue avec l'ensemble des trois cadres, couplés et accordés de manière à donner le maximum de courant dans I.

Si, au lieu d'accorder le mieux possible les cadres II et III, on les désaccordait en sens inverse, d'environ 3 degrés du condensateur, on

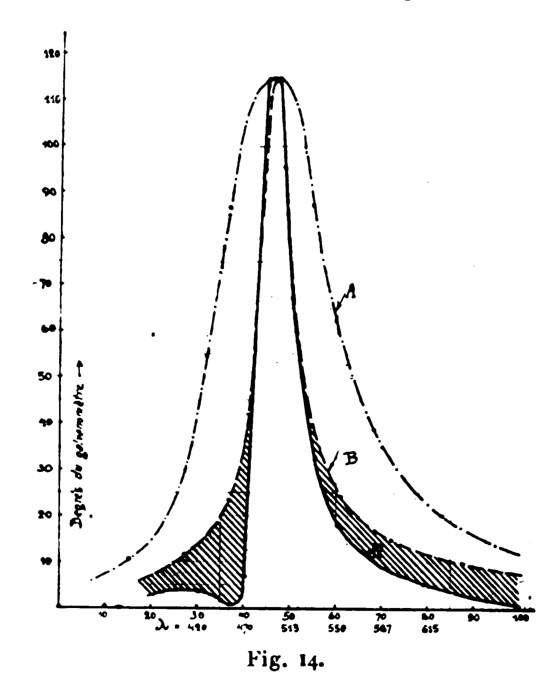


Fig. 14.

obtenait la courbe II; en réduisant ce désaccord, on obtenait successivement la courbe IV, dont la forme rectangulaire est très accusée, puis la courbe III.

Pour permettre la comparaison, nous avons reporté sur la figure 14 à des échelles convenables, la courbe IV de l' « antenne-filtre » formée par les trois cadres, la courbe A qui est la courbe de

résonance normale V d'un cadre seul, et enfin la courbe B qu'on obtiendrait avec un seul cadre en diminuant sa résistance. La zone hachurée montre l'avantage de la courbe IV par rapport à cette dernière.

Ces résultats ont d'ailleurs été obtenus avec un dispositif d'essai destiné à d'autres expériences; on peut obtenir beaucoup mieux, en ajustant les résistances des trois cadres.

Si l'on annulait en utilisant la réaction, la résistance des cadres II et III, au moyen de bobines intercalées dans ces cadres et couplées

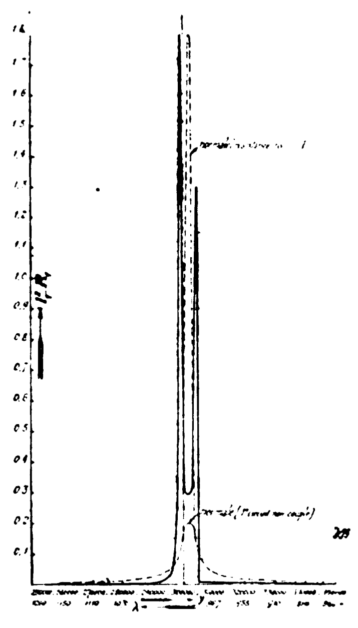


Fig. 15.

avec le récepteur, on pourrait obtenir une courbe de résonance inverse comme celle de la figure 15; et l'on pourrait ainsi, par exemple, corriger la distorsion introduite en téléphonie par un excès de syntonie de l'antenne de réception.

Généralisation. — On peut obtenir de meilleurs résultats en prenant cinq antennes, ou plus encore, au lieu de trois.

On peut aussi appliquer tout ce que nous venons de dire aux antennes d'émission, de manière à rayonner une *bande* de fréquences, en couplant l'émetteur, soit avec plusieurs antennes, soit avec une seule antenne dont la courbe de résonance est modifiée par la réaction de circuits fermés voisins.

Le même système des plusieurs antennes ou cadres ou alors antennes et circuits fermés peut être utilisé pour transmission ou réception des plusieurs longueurs d'ondes simultanément. On peut aussi construire des filtres spéciaux (transformateurs ou circuits spéciaux) pour les intercaler entre les lampes cathodiques, dans le circuit-plaque ou circuit-grille. On pourra alors obtenir une amplification, pour transmission ou réception d'une bande de fréquence ou plusieurs longueurs d'onde.

En utilisant le principe de la réaction on peut obtenir dans ce cas-là des schémas fort intéressants. Dans un article prochain, l'auteur envisage de faire une documentation des essais qu'il a exécuté pour étudier ces problèmes.

Joseph PLEBANSKI.

LA LUNE INFLUENCE-T-ELLE LES TRANSMISSIONS RADIOÉLECTRIQUES ?

par P. VINCENT [1]

Ingénieur en chef à la Société anonyme internationale de T. S. F. à Bruxelles.

SOMMAIRE. — Il semble que les mouvements et les phases de la lune ne soient pas complètement étrangers aux variations de l'intensité des réceptions radiotélégraphiques. L'auteur fait part d'une constatation intéressante faite en examinant les diagrammes, publiés dans cette Revue, des champs produits à Meudon par la station Lafayette.

L'influence du soleil sur les transmissions radiotélégraphiques a été découverte dès l'origine de la T. S. F.

Ce fait s'explique aisément parce que cette influence est extrêmement profonde et qu'elle subit des variations diurnes et annuelles qui coïncident avec le cycle de notre vie journalière et la succession des saisons et sont de ce fait très frappantes.

Les mouvements et les phases de la lune nous touchent de beaucoup moins près et ne retiennent guère notre attention. Il semble cependant que ces phénomènes astronomiques ne soient pas sans influence sur les transmissions radioélectriques.

L'Onde Électrique publie depuis son apparition des diagrammes

(1) Manuscrit reçu le 15 janvier 1926.

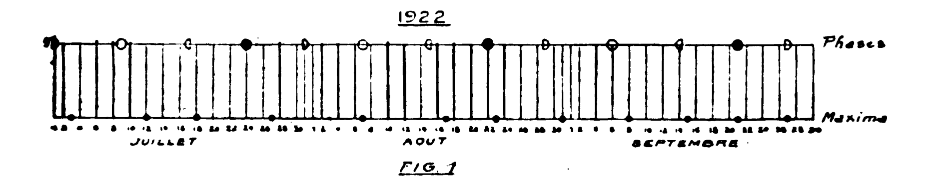


FIG. 1

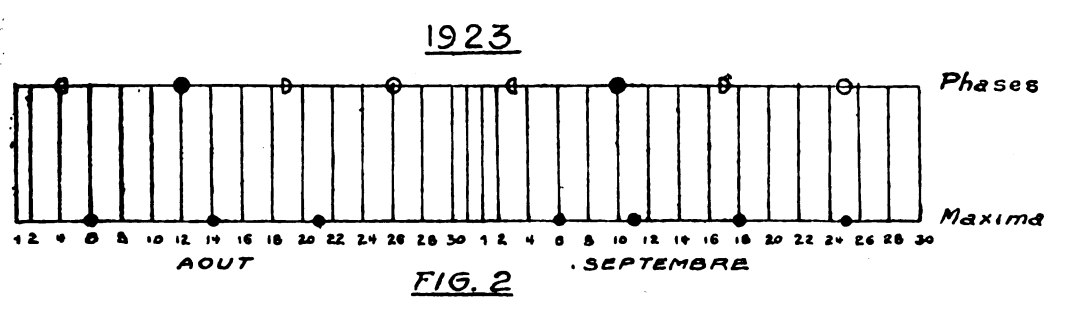


FIG. 2

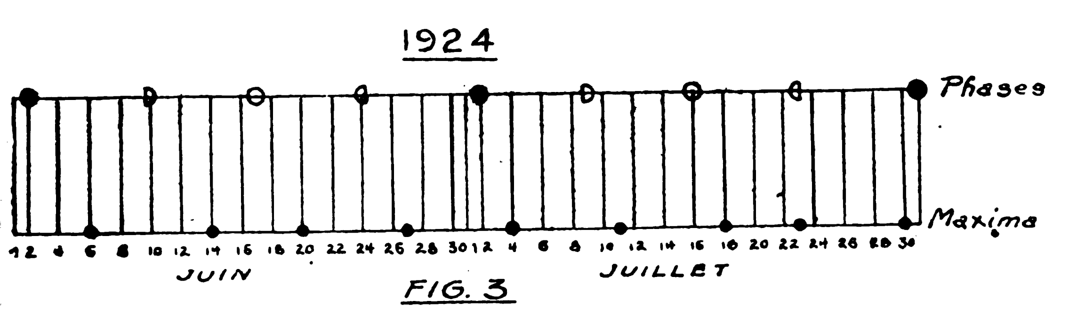


FIG. 3

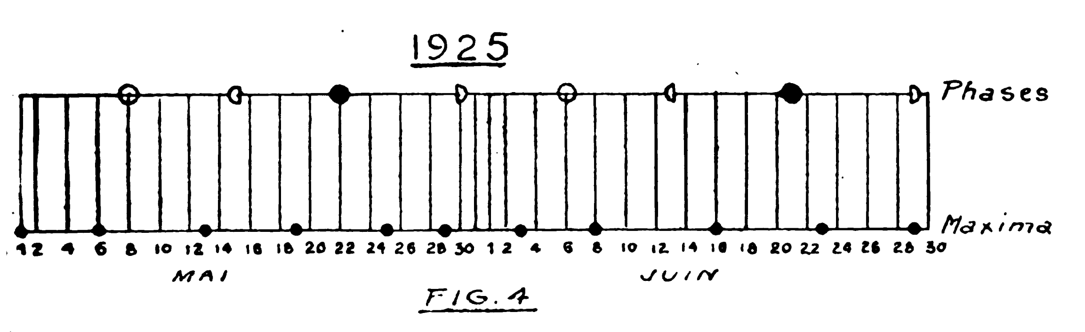


FIG. 4

donnant la force du champ électrique produit à Meudon par plusieurs stations émettrices, notamment la station Lafayette. Si nous examinons ces diagrammes, nous observons que le champ subit pendant la plus grande partie de l'année des variations d'intensité extrêmement importantes et distribuées suivant des lois qui nous sont inconnues. Les phénomènes se présentent toutefois indifféremment suivant les saisons. Alors que d'habitude les variations sont fréquentes et irrégulières, pendant certains mois d'été, elles deviennent moins nombreuses et plus ou moins périodiques. Considérons par exemple les périodes suivantes : juillet-août-septembre 1922 (voir 1923, p. 296), août-septembre 1923 (voir 1924, p. 43), juin-juillet 1924 (voir 1924, pp. 551 et 599), mai-juin 1925 (voir 1925, p. 558).

Traçons pour chacune de ces périodes un diagramme (voir fig. 1, 2, 3 et 4) où nous indiquons, d'une part les maxima les plus saillants observés et d'autre part les phases de la lune. Un simple coup d'œil sur ces diagrammes montre clairement que les maxima ne sont pas indépendants du cycle lunaire. Les périodes juillet-août-septembre 1922 et août-septembre 1923 en particulier donnent lieu à une coïncidence remarquable. *Tous* les maxima qu'on y relève se produisent pendant les quelques jours qui suivent immédiatement la nouvelle lune, le premier quartier, la pleine lune et le dernier quartier. Aucun d'entre eux ne se produit pendant les deux ou trois jours qui précèdent ces dates.

Les diagrammes des figures 5 et 6 mettent en évidence cette parti-

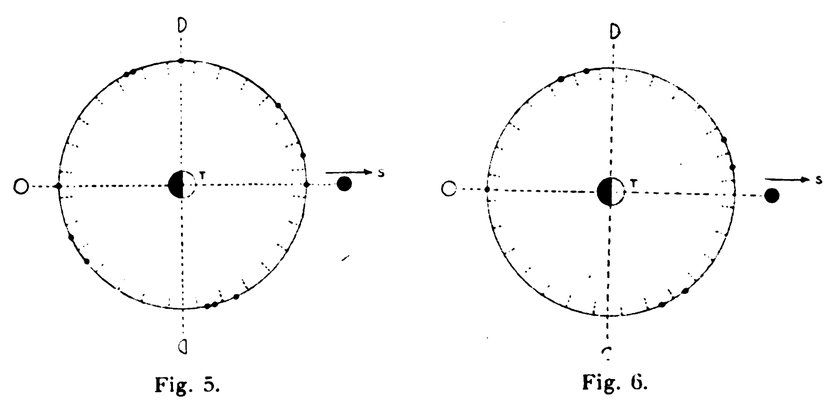


Fig. 5. Fig. 6.

cularité. Ces diagrammes ont été tracés de la façon suivante : T représente la terre ; S la direction du soleil. Les deux axes indiquent la direction de la lune au moment de chacune de ses phases. La lunaison complète a été censée comporter 28 jours, soit un intervalle de sept

jours entre deux phases. On a représenté schématiquement sur un cercle ayant la terre pour centre, le jour correspondant à chaque phase en le délimitant par deux traits, ainsi que les jours suivants et précédents. Les maxima ont été classés suivant qu'ils se produisaient le jour même d'une phase, le lendemain, le surlendemain, etc... Ils ont été représentés chaque fois par un petit cercle noir placé sur l'arc correspondant à chaque jour ainsi défini. Cette méthode n'est pas rigoureuse, mais elle se prête à une représentation graphique commode et permet d'obtenir un résultat d'ensemble sans nécessiter des recherches laborieuses.

L'examen des fig. 5 et 6 ainsi obtenues révèle, pensons-nous, d'une façon manifeste, l'influence de la lune sur les transmissions envisagées.

Il n'entre pas dans nos intentions de discuter en ce moment les différentes hypothèses que l'on pourrait émettre pour expliquer les phénomènes ainsi mis en évidence : une influence perturbatrice de la lune sur les radiations solaires, une influence directe de radiations émises par la lune ou réfléchies par elle, une action se rattachant aux marées liées elles-mêmes aux mouvements de la lune, etc... Nous estimons qu'il était surtout urgent d'attirer l'attention sur une coïncidence qui ne semble pas fortuite et d'indiquer ainsi la nécessité de rassembler un faisceau de données électriques, géophysiques et astronomiques permettant d'effectuer une étude plus complète de la question.

P. Vincent.

UN PROCÉDÉ SIMPLE DE MODULATION

Par le docteur G. VEYRE, de Casablanca (Maroc)

SOMMAIRE. — L'auteur indique un procédé nouveau de modulation dans lequel l'oscillation et la modulation ont, comme dans le système à courant continu, leurs plaques en parallèle. Le déplacement de la connexion des deux plaques permet de supprimer la bobine de choc du système précédent ; cette modulation est excellente et économique. L'auteur donne ensuite quelques détails sur le poste qu'il a établi à Casablanca et sur les résultats obtenus.

Tous les procédés de modulation ont, en définitive, pour but unique, de faire varier le débit plaque de la lampe oscillatrice par le courant modulé du microphone ou de l'amplificateur qui le suit et cela par des appareils plus ou moins simples à régler et toujours coûteux.

Le plus typique de ces procédés et, semble-t-il, le meilleur comme puissance de modulation, est celui dit « à courant constant » ou « chock system » qui a l'inconvénient de nécessiter l'alimentation en haute et basse tension de lampes modulatrices égales en nombre et en puissance aux lampes oscillatrices : la bobine de choc ou d'impédance traversée par le courant d'alimentation de toutes les lampes en haute tension s'oppose à toute variation de ce courant, créant ainsi un jeu de bascule entre le courant filament-plaque des oscillations et celui des modulatrices.

J'ai pensé qu'il y aurait intérêt à amener jusqu'à la plaque de la modulatrice les oscillations de haute fréquence. La résistance du circuit filament-plaque de cette triode variant avec la tension de sa grille sous l'action de la parole, il en est de même de son courant plaque et comme la partie haute fréquence de ce courant est alimentée par l'énergie du circuit oscillant lui-même, cette énergie doit être modulée sans qu'il soit nécessaire d'interposer aucune bobine de choc. Pour ce faire, j'ai pris deux lampes semblables et j'ai réuni ensemble les bornes plaques directement au sortir des cornes : l'une de ces lampes a son inductance grille couplée avec l'inductance

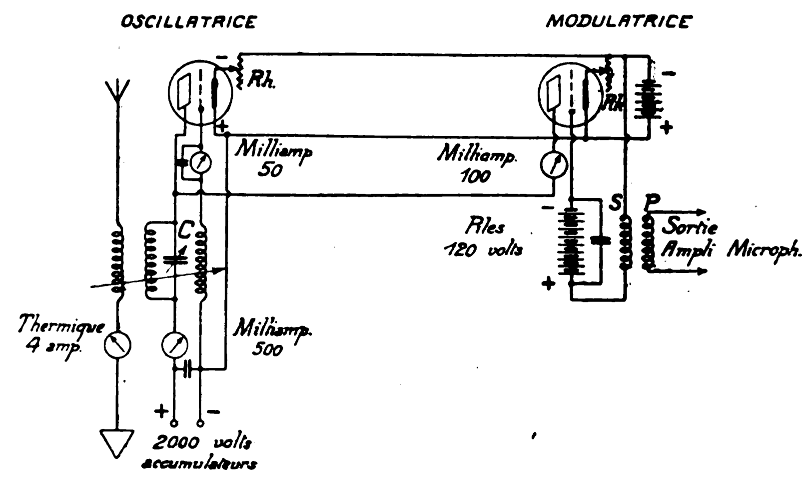


Fig. 1.

commune aux deux plaques (fig. 1), tandis que la grille de la seconde est attaquée par le secondaire de sortie d'un amplificateur microphonique (montage push-pull). La grille de cette deuxième lampe est rendue très négative par une batterie de piles de 100 à 120 volts.

Allumons les deux lampes et réglons le circuit oscillant au mieux : nous voyons qu'en l'absence de modulation, le milliampère-

mètre 100 sur la plaque de la modulatrice indique un débit très faible (15 à 20 mA pour une lampe de 150 watts) en raison de la forte tension négative de sa grille. Parlons devant le microphone et aussitôt l'aiguille monte en suivant les variations de la parole : un sifflet prolongé devant le microphone fait débiter à la lampe 20, 25 et même 30 mA *de plus* qu'au repos.

Examinons en même temps le milliampèremètre 500 placé sur le circuit d'alimentation d'ensemble en haute tension des deux lampes. En l'absence de modulation, si le débit indiqué est de 100 mA, il y a 80 à 90 mA provenant de l'oscillatrice (ce qu'il est facile de vérifier en éteignant la modulatrice). Si nous parlons devant le microphone, les deux milliampèremètres 100 et 500 suivent les mêmes variations, dans le même sens.

Ainsi que nous le pensions, la réception indique une excellente modulation.

Le débit de la modulatrice étant très faible, nous avons essayé de moduler deux lampes SIF de 250 watts avec une lampe Grammont de 60 watts que nous avons alimentée sous 2000 volts (quoiqu'elle soit donnée pour un maximum de 1000 volts) en rendant sa grille négative par 120 volts. La modulation est bonne, assez profonde, et en mettant une seconde lampe de 60 watts en parallèle pour la modulation, on augmente le rendement dans de très fortes proportions : en effet, la variation de courant traversant la seconde s'ajoute à celle de la première et double les variations de courant traversant le circuit oscillant. Deux triodes de 60 watts en parallèle modulent plus profondément qu'une de 250 watts.

Nous avons essayé comparativement sur deux lampes SIF de 250 watts, la modulation à courant constant et la modulation par notre procédé. La profondeur de modulation est la même et il semble que pour les notes fortes et très aiguës notre procédé soit meilleur.

Il a pour lui l'avantage de ne nécessiter aucun appareil ni aucun réglage spécial et de fonctionner avec une puissance d'alimentation réduite.

Les expériences faites en étudiant ce procédé de modulation nous ont démontré que les variations de courant de la modulatrice sont plus grandes lorsque le débit plaque, en l'absence de modulation, est faible et nous pensons que si dans la modulation à courant constant on rendait les grilles des modulatrices fortement négatives, on réduirait notablement la dépense du courant d'alimentation haute tension tout en augmentant les variations de courant dans les oscillatrices, et, par conséquent, dans le circuit oscillant.



Dans le procédé étudié par le capitaine Caillat, à Tunis [1], procédé que j'ai employé pendant plus d'un an, la modulation, comme l'a très justement remarqué le capitaine, est fonction du débit de la grille oscillatrice et la bonne modulation correspond au débit moyen de cette grille (elle dépend aussi de la résistance interne de la lampe modulatrice) : mais, où je ne suis plus d'accord avec lui, c'est lorsqu'il dit que le maximum de rendement est obtenu pour de hauts potentiels de cette grille : les courbes que nous étudierons plus loin nous indiquent le contraire. Nous avons toujours obtenu le meilleur réglage et le plus grand rayonnement dans l'antenne lorsque nous arrivions à la limite d'un décrochage ou d'un changement brusque de fréquence, ce qui arrive lorsque le débit grille tend vers son minimum et c'est précisément lorsque le débit de la grille oscillatrice s'approche de zéro que la modulation, par notre procédé, est la plus puissante — elle correspond donc au meilleur rendement du poste émetteur.

L'aiguille du milliampèremètre 50 placée sur le circuit de la grille de l'oscillatrice indique une légère variation de courant de la grille *de même sens* que la variation du courant plaque pendant la modulation, de sorte que, sous une note puissante, le débit grille *augmente* et le poste *s'éloigne* du décrochage, tandis qu'avec les autres procédés de modulation, un cri fort fait souvent décrocher les oscillations.

En général, les auteurs indiquent une *baisse* aux milliampèremètres de plaque et de grille ainsi qu'au thermique d'antenne, au moment de la modulation. Avec notre procédé, les deux milliampèremètres marquent une *augmentation* de courant à la modulation. Quant au thermique d'antenne (gradué jusqu'à 4 ampères), il débite $2^A,6$ sous 350 watts d'alimentation des oscillatrices et son aiguille reste absolument immobile quelle que soit la force des sons émis devant le microphone.

Revenant sur la question du débit de grille, nous donnons ci-contre des relevés de courbes obtenus avec notre poste émetteur. Ces courbes ont été relevées pour un réglage spécial de notre poste où la *seule manœuvre* du condensateur de plaque 0,35 $m\mu F$ nous fait passer de 250 à 442 mètres de longueur d'onde, soit une différence de près de 200 mètres avec un « trou » de 310 à 356.

Suivons les courbes de la figure 2 : En bas sont indiqués les degrés des condensateurs de 0 à 82, puis de 82 à 0. Le débit du thermique d'antenne a été réduit au $\frac{1}{10}$.

---

[1] Caillat, *Onde Électrique*, mai 1926, p. 216.

Lorsque le condensateur monte de zéro à 80 degrés, les débits grille et plaque varient en sens inverse l'un de l'autre (il semble que la grille prend son courant à la plaque). La courbe de l'intensité dans l'antenne monte très rapidement de 10 degrés jusqu'à 70 degrés où l'accroissement commence à s'atténuer, celle de grille baisse régu-

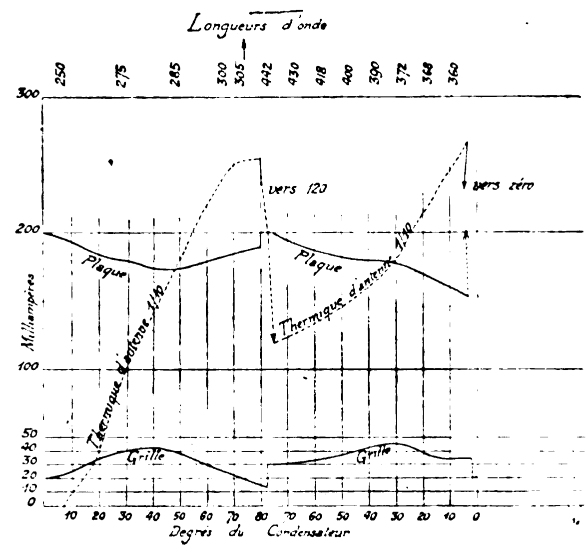


Fig. 2.

lièrement de 40 degrés à 80 degrés. Notons que les longueurs d'ondes croissent dans le même temps de 250 à 310 mètres.

Arrivé au 82e degré, saut brusque sans décrochage, la longueur d'onde devient 442, le thermique d'antenne qui était à 2^A, 55 retombe à 1^A, 2 : les courants de grille et de plaque remontent.

Ramenons lentement le condensateur de 82 degrés à 0 degré, sans rien modifier au poste; nous constatons que le thermique d'antenne remonte pour atteindre 2^A, 6 alors que le débit plaque arrive au minimum de 155 m A au lieu de 190 qu'il indiquait tout à l'heure lorsque le thermique marquait 2^A, 55 : la longueur d'onde *baisse* de 442 à 356 mètres, et à nouveau, saut brusque, sans décrochage lorsque le condensateur approche de zéro : tout revient au point de départ et en remontant le condensateur, nous reproduisons le même cycle enregistré.

Ces courbes montrent nettement que c'est vers un minimum de débit des grilles que le thermique d'antenne atteint son maximum, c'est-à-dire au voisinage d'un changement brusque de fréquence.

Si, le couplage étant plus lâche, nous relevons les courbes pour d'autres réglages, ce n'est plus un changement de fréquence mais un décrochage complet que nous observons et toujours vers un minimum de débit de la grille.

De ces courbes il est normal de conclure que le meilleur rendement correspond à un minimum de débit de la grille.

Depuis plus de six mois, nous employons notre procédé de modulation sur l'onde de 305 mètres avec 1 900 volts haute tension et 200 m A, soit 380 watts alimentation totale, et nous avons été entendus un peu dans toutes les régions de France, et, notamment, sur *une seule* lampe avec la cote 5 sur 9 à Bourg-la-Reine, aux environs de Paris ; à Marseille, un amateur nous reçoit avec trois lampes sur antenne intérieure de 6 mètres. Nous sommes également reçus en Allemagne. Etant donné la faible puissance du poste émetteur, il

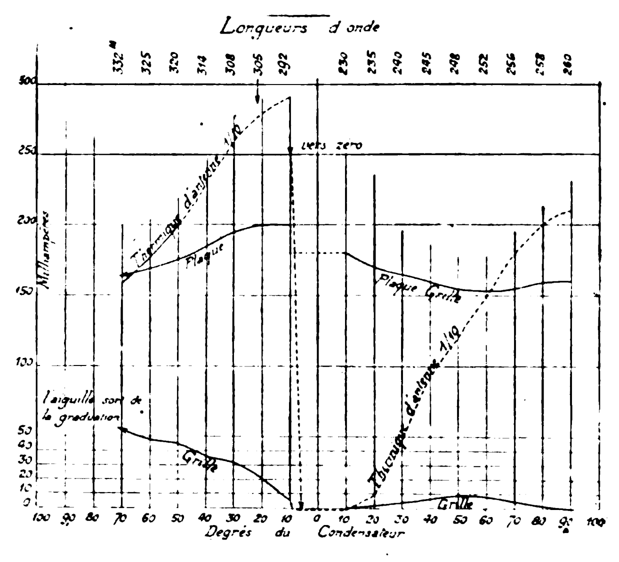


Fig. 3.

semble bien que notre réglage est fait au meilleur rendement et que la modulation est profonde : tous nos correspondants indiquent une grande pureté de modulation, musique très nette, parole très compréhensible.

Jusqu'à ce jour, tous nos réglages ont été faits sur la première moitié des courbes de la figure 3, c'est-à-dire là où le courant d'antenne *augmente en même temps* que la capacité du circuit oscillant.

Nous venons de modifier nos réglages en diminuant les spires des

inductances de plaque et d'antenne pour obtenir l'onde de 305 mètres dans la partie des courbes où le courant d'antenne varie *en sens inverse* de la capacité. La figure 3 montre les courbes relevées à l'occasion de ce réglage et nous voyons qu'à l'approche du zéro du condensateur il y a un brusque changement de fréquence avec chute du thermique à zéro.

Avec ce nouveau réglage, nous atteignons facilement 2A, 9 au lieu de 2A, 55, l'alimentation restant la même. Rien n'est changé dans la valeur de la modulation et nous attendons des nouvelles d'amateurs lointains pour savoir si la portée du poste a été améliorée [1].

G. VEYRE.

NOTE SUR LE CALCUL DE LA COURBE DE DÉVIATION D'UN RADIOGONIOMÈTRE DE BORD SUR LES NAVIRES DE COMMERCE

Par M. GOUINET

Capitaine au long cours.

SOMMAIRE. — L'auteur indique une légère correction à faire subir à la formule donnée par M. Mesny pour qu'elle s'applique mieux aux radiogoniomètres des grands paquebots modernes.

Nous avons cherché à appliquer à la détermination de la courbe de déviation d'un radiogoniomètre la formule calculée par M. Mesny.

M. Mesny a étudié la distribution du champ diffracté par un cylindre infiniment long et parfaitement conducteur. Malgré les différences entre le problème théorique et le problème tel qu'il s'offre à nous dans la pratique, il est arrivé à une coïncidence absolument remarquable entre les résultats des calculs et les observations.

Nous avons donc appliqué, à bord du paquebot « Haïti » de la

---

(1) Nous demandons à ceux qui ont suivi nos descriptions, de vouloir bien nous aider dans nos études, en nous signalant, par l'intermédiaire de cette Revue, dans quelles conditions ils reçoivent nos émissions qui ont lieu sur 305 mètres les mercredis, jeudis, vendredis et samedis, généralement de 21 h 30 à 22 h 30 T. M. G. (Les heures exactes sont indiquées dans *Radio Magazine* chaque semaine. Station radiotéléphonique de Casablanca, poste Oméga. Musique de chambre, musique de danse, nouvelles du soir.)

Ces émissions sont données gracieusement pour l'Œuvre du Foyer du Soldat afin de distraire les militaires français isolés dans les postes de l'avant au Maroc.



Compagnie Générale Transatlantique, la formule de M. Mesny et nous avons employé les mêmes éléments que ceux dont il s'était servi.

$$\operatorname{tg} d = \frac{-m^2 \sin 2\varphi}{(2+m^2)+m^2\cos 2\varphi}$$

$$\rho_m = \frac{l'+c'}{4}$$

$$m = \frac{\rho_m}{\rho_m + h}$$

l' et c' = largeur et creux à l'endroit où se trouve le cadre ;
h = hauteur du centre du cadre au-dessus du pont supérieur.

Nous sommes arrivés à des déviations nettement trop faibles (4 au lieu de 14).

Cette différence ne devait venir que de h, trop grand.

En effet M. Mesny a pris pour h la hauteur du centre du cadre au-dessus du pont supérieur, ce qui était parfaitement admissible à bord des navires de guerre ou des petits vapeurs sur lesquels il avait appliqué sa formule.

Mais il faut tenir compte que sur nos paquebots d'énormes superstructures s'étendent sur la plus grande longueur du navire. Le pont-tente même est fortement encombré par des roofs et par des embarcations de sauvetage métalliques qui forment de chaque bord une ligne presque continue.

Cette condition d'installation nous éloigne du cas des navires de guerre, et il est évident que ces superstructures ne sont pas sans influence et doivent augmenter les déviations.

On se rapproche ainsi du cas théorique de la déviation maxima :

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{m^2}{2\sqrt{1+m^2}} \text{ pour } \cos 2\varphi = -\frac{m^2}{2+m^2}$$

$$\Delta_{max} = 19^\circ 5$$

pour $m = 1$, c'est-à-dire pour un cadre dont le centre serait au niveau du pont.

C'est ainsi que sur le paquebot « Massilia » de la Compagnie Sud-Atlantique on atteint une déviation de 18°, alors que sur la « Gloire » la plus forte déviation observée est de 11° et que sur le « Paris » elle est de 9°.

Nous avons donc donné à m une valeur plus élevée.

Après quelques tâtonnements nous avons pris pour côté de la section du navire à l'endroit où se trouve le cadre

$$R_m = \frac{l'+h'}{2}$$

où h' est la hauteur au-dessus de la quille des toits des roofs situés sur le pont-tente, et pour ρ_m

$$\rho_m = R_m \frac{\sqrt{2}}{2}$$

ce qui revient à considérer ρ_m comme étant le rayon du cercle circonscrit au carré de côté R_m ; h devient la hauteur du centre du cadre au-dessus des toits des roofs du pont-tente.

Nous faisons ainsi entrer dans la section du navire toutes les superstructures et les embarcations de sauvetage. Il ne reste guère en dehors de cette section, sur certains bateaux, c'est le cas pour le « Haïti », que le roof de la passerelle, contenant chambre des cartes, chambre de barre et appartements du Commandant. Théoriquement les déviations calculées seraient donc légèrement trop faibles.

Nous avons calculé avec ces nouveaux éléments la courbe de déviations; les résultats obtenus sont aussi bons qu'il était permis de l'espérer. La courbe des déviations calculées suit à 1° ou 1°,5 près la courbe des déviations observées.

En particulier la déviation maxima est donnée à 0° 5. De l'axe à 50° environ, où la déviation est maxima, les déviations calculées sont légèrement trop faibles. De 50° au travers, la coïncidence devient absolument remarquable.

Il est permis de considérer comme acquise la distribution du champ à laquelle est parvenu M. Mesny et il semble que les éléments que nous avons employés dans l'application de la formule doivent donner des résultats satisfaisants.

M. GOUINET.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Nous rappelons à nos sociétaires que, par décision de l'Assemblée générale ordinaire du 21 avril 1926, les cotisations, à partir de 1927, sont modifiées comme suit :

Particuliers, membres titulaires, recevant *l'Onde Électrique*.	35 fr.
Particuliers, membres associés, recevant *la T. S. F. pour tous*.	20 »
Particuliers, membres titulaires, recevant *l'Onde Électrique* et *la T. S. F. pour tous*	50 »
Sociétés ou collectivités, membres titulaires, recevant *l'Onde Électrique* et *la T. S. F. pour tous*.	140 »



Les contributions supplémentaires pour frais postaux des membres résidant à l'étranger sont les suivantes :

	Pays ayant accepté la convention de Stockholm (1)	Autres pays.
	—	—
Onde Électrique	7 fr. 50	15 fr.
T. S. F. pour tous	9 fr. »	18 fr.

Enfin, nous serions reconnaissants à nos sociétaires de bien vouloir, autant que possible, acquitter le montant de leur cotisation entre le 1er décembre 1926 et le 31 janvier 1927, pour faciliter notre travail de secrétariat et aussi pour éviter les énormes frais postaux nécessités par les recouvrements et qui seraient d'ailleurs à leur charge.

INFORMATIONS ET CORRESPONDANCE

Règle à calcul. — M. F. Mailly, 7, rue Alexis-Pesnon, à Montreuil-sous-Bois (Seine), nous prie de dire que la règle à calcul décrite dans le numéro de mai 1926 de l'*Onde Électrique* n'est pas une nouveauté.

Il a exposé un appareil de ce genre et a été récompensé lors de la Deuxième Exposition de Télégraphie sans Fil annexée au Concours Lépine en 1923. La règle à calcul est basée sur le même principe et a été garantie par un certificat datant de cette époque.

Exposition de T. S. F.-Électricité à Saint-Étienne. — Une Exposition d'appareils et accessoires de T. S. F. et d'application modernes d'électricité industrielle et commerciale est organisée par le Radio Club forézien et la Chambre syndicale d'électricité. Elle aura lieu à Saint-Étienne, place Carnot, du 6 au 14 novembre.

Cette Exposition est placée sous le patronage de M. Bokanowski, ministre du Commerce, de M. Minier, préfet de la Loire, M. Louis Soulié, sénateur-maire de Saint-Étienne, de M. Buhet, président de la Chambre de Commerce de Saint-Étienne.

Saint-Étienne, ville industrielle, est un centre de grande activité Cette Exposition offre un moyen puissant de transaction en mettant en rapport les vendeurs et les nombreux acheteurs de cette riche contrée.

Pour tous renseignements, demandes de règlement, location de stand, s'adresser au Commissaire général de l'Exposition de T. S. F. et Électricité, 1, place de l'Hôtel-de-Ville, St-Étienne.

(1) Les pays ayant accepté la convention de Stockholm sont les suivants : Union de l'Afrique du Nord, Allemagne, États-Unis d'Amérique, République Argentine, Autriche, Belgique, Congo belge, Bulgarie, Canada, Chili, Cuba, Danemark, Égypte, Espagne, Esthonie, Ethiopie, Terre-Neuve (Dominion), Afrique du Sud-Ouest, Grèce, Haïti, Hongrie, Lettonie, Luxembourg, Maroc (zone espagnole), Norvège, Paraguay, Pays-Bas, Perse, Pologne, Portugal, Colonies portugaises, Roumanie, Salvador, Serbie, Croatie et Slovénie, Suède, Tchéco-Slovaquie, Turquie, U. R. S. S., Uruguay.

Cette liste étant susceptible de modifications, les membres étrangers sont priés de se renseigner auprès des services postaux de leur pays.

LES PERTURBATIONS ORAGEUSES DU CHAMP ÉLECTRIQUE ET LEUR PROPAGATION A GRANDE DISTANCE (1)

Par Pierre LEJAY

(*Suite et fin*)

CHAPITRE III

LES VARIATIONS DU CHAMP STATIQUE DUES AUX ORAGES. RÉSULTATS.

Les orages qui se sont approchés du Pic du Midi au cours de l'été 1925 ont été peu violents et ont provoqué des variations du champ relativement faibles. Aucun coup de foudre n'a pu être enregistré, et les feux Saint-Elme, très communs en montagne, ont été rares et faibles. Plusieurs des résultats suivants doivent donc être considérés comme des minima.

1° Orages étudiés au moyen du voltmètre électrostatique.

1. Le 29 juillet, l'électromètre commence à monter vers 16 h. 15 lentement d'abord, puis, vers 16 h. 45, très rapidement. La capsule, mise alors à 10 centimètres de hauteur, prend un potentiel de 800 volts, monte à 1 500 et passe brusquement à 3000; l'éclair qui avait jailli à 1 kilomètre environ, avait provoqué une variation de 15000 volts par mètre (soit près de 25 000 au sommet du Pic).

Quelques dizaines de secondes après l'éclair, le champ revient lentement à sa valeur antérieure, puis un nouvel éclair se produit exactement dans les mêmes conditions; le même phénomène se renouvelle cinq fois (2).

2. Le 6 août, l'électromètre indique des variations de 200 à 400 volts par mètre, correspondant à des éclairs distants de 10 à 20 kilomètres.

3. Le 18 août, à 17 h. 30, un orage passant au-dessus de la station, à 600 mètres environ, si on en juge par l'intervalle séparant les éclairs du tonnerre, ne provoque que des variations de 1 500 volts par mètre.

4. Le 8 septembre, un nuage orageux passe entre le Massif du

(1) Voir *O. E.*, octobre 1926, p. 493.
(2) Norinder a déjà signalé cette constance relative du champ pendant l'orage.

Néouvielle et le Mont-Perdu (15 à 20 km) *et bien qu'on n'ait pu noter ni éclairs ni tonnerre, l'électromètre accuse des variations brusques de plus de 300 volts par mètre.*

Le zénith était pur et le champ moyen normal. C'est un exemple d'orage violent qui ne peut laisser aucune trace dans les registres de la météorologie

5. Un nouvel orage éclate à 21 heures, avec éclairs cette fois, au delà de la Maladetta (75 km) et provoque des variations de plusieurs volts (5 à 10) par mètre.

2° Orages étudiés au moyen de l'électromètre amplificateur à trois lampes.

Nous n'analyserons que trois orages distants respectivement de 15, 30, 150 kilomètres environ.

6. La figure 29 représente la bande prise au cours de l'orage du 6 août déjà cité plus haut, dont la distance a varié de 20 à 10 kilomètres environ. Les trains de parasites affectent des formes très

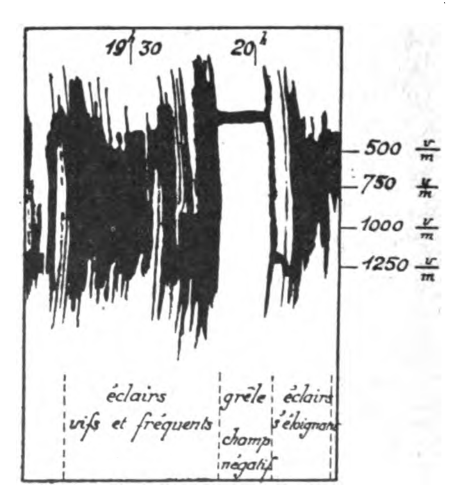


Fig. 27. — Enregistrement de l'orage du 19 septembre 1924 par l'électromètre amplificateur à une lampe.
Prise de potentiel à 11 cm du sol. — Orage proche (1 km).

complexes, et durent en moyenne une seconde environ. Les variations du champ statique, qui leur correspondent nettement, atteignent plusieurs centaines de volts par mètre. Le champ revient parfois brusquement, le plus souvent lentement, vers sa valeur primitive.

7. Dans l'orage précédent, toutes les variations brusques du champ

correspondaient à une décharge lumineuse. Au contraire, celui du 18 août, à 18 h. 30 (fig. 30), plus éloigné il est vrai (30 km), semble n'avoir pas produit d'éclairs. Les parasites sont plus faibles, nets cependant, malgré un shunt d'un mégohm placé entre la grille et le filament. On peut admettre ici que la constante de temps du système est assez faible pour que la perturbation ne soit pas déformée, sauf par l'inertie de la plume.

Les variations du champ correspondent encore nettement sur la bande avec chaque parasite; elles atteignent parfois 10 volts par mètre.

8. Il est difficile d'apprécier la distance de l'orage du 9 août; tout ce qu'on peut dire, c'est qu'il semblait très éloigné, derrière la chaîne

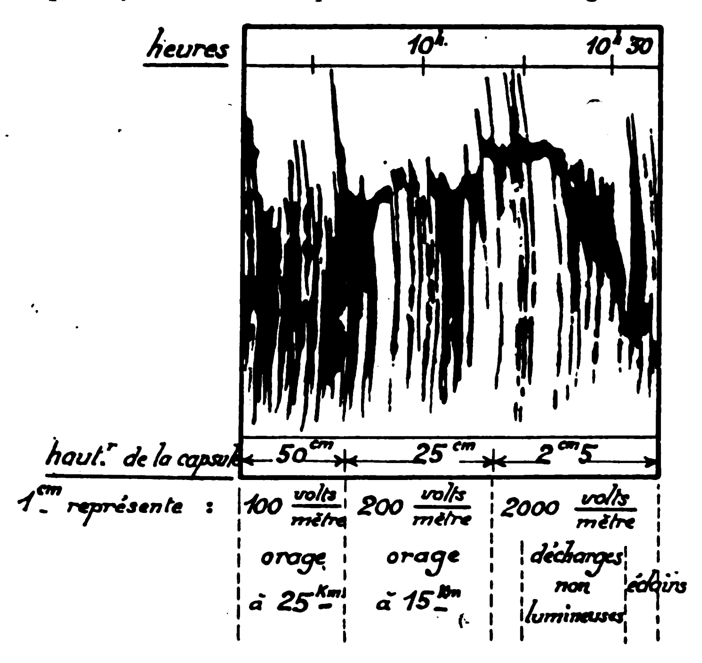


Fig. 28. — Enregistrement de l'orage du 21 septembre 1924 par l'électromètre amplificateur à une lampe. Prise de potentiel à hauteur variable.

qui ferme au sud l'horizon du Pic, très probablement entre 100 et 200 kilomètres, peut-être plus.

La bande (fig. 31) révèle encore des coïncidences entre les parasites, et de petites variations du champ qui ne dépassent guère quelques dixièmes de volt par mètre.

Conclusions. — Ces mesures sont en parfait accord avec les résul-

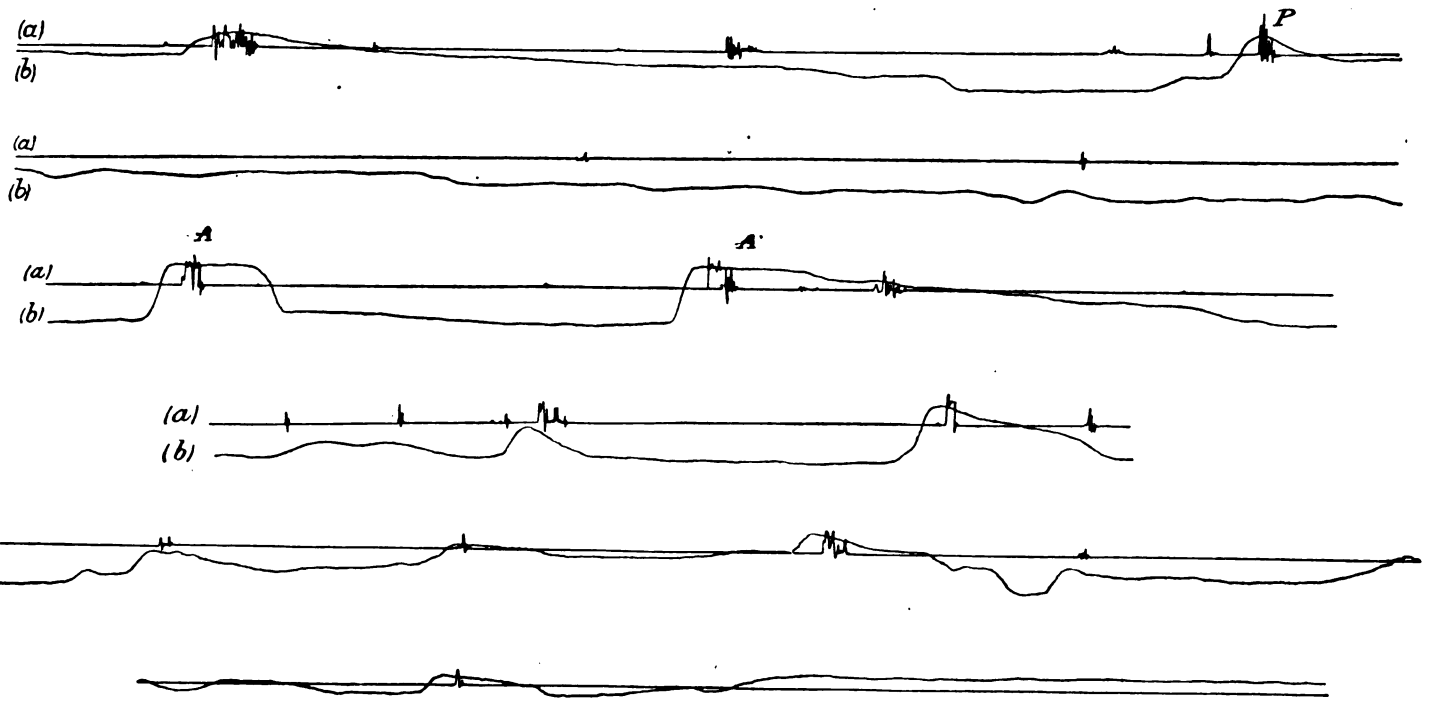
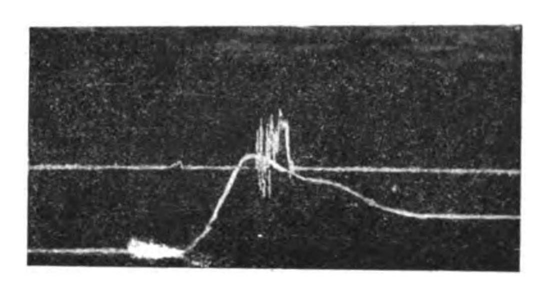


Fig. 29. — Orage du 6 août 1925. Distance 10 à 20 km.

Courbe supérieure (a) : Enregistrement par une lampe des atmosphériques reçus sur antenne.
Courbe inférieure (b) : Enregistrement des variations du champ par l'électromètre ; capsule de radium à 10 cm du sol, 1 cm représente 100 volts par mètre.
(Pour les atmosphériques les plus violents, la plume du milliampèremètre a frappé les butées limitant sa course.) Sur cette figure, les deux plumes sont légèrement décalées.

tats du calcul [1]. Les variations du champ statique diminuent rapidement quand la distance croît, mais se font encore nettement sentir à plusieurs centaines de kilomètres ; comme à ces distances les termes en I et $\frac{dI}{dt}$ de la théorie doivent être souvent encore plus importants, on peut affirmer que *les parasites dus aux fortes décharges orageuses se propagent à grande distance* [2].

En dehors de cette importante constatation, il est difficile de tirer



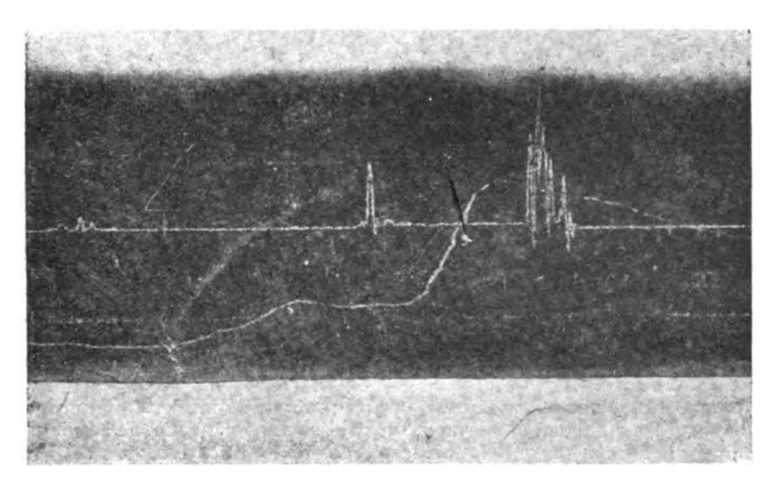


Fig. 29 *bis*. — Reproduction photographique d'un des atmosphériques de la figure 29.

Les deux plumes sont décalées d'environ 2 cm.

des lois générales d'un si petit nombre d'observations ; on peut cependant faire les remarques suivantes :

---

(1) Cf. Chapitre I, p. 501.

(2) Nous avons déjà signalé une objection qu'on pourrait faire ici : l'action d'une perturbation de durée très courte n'est-elle pas négligeable ?

Pour y répondre, il suffit d'observer les inscriptions de la figure 31 *bis*. Les parasites reçus d'un orage à plus de 100 kilomètres sur une antenne de 30 mètres

1° On constate parfois en plein orage, et nous retrouvons dans les observations à distance, qu'il y a des décharges très violentes sans manifestation lumineuse. J'ai pu observer au cours de l'été 1924, sous un nuage orageux, une variation de plus de 25000 volts par mètre. La mesure exacte n'a pas été faite, les appareils dont je disposais alors ne permettant pas d'apprécier exactement des tensions aussi élevées. Au moment de cette décharge, les observateurs qui se trouvaient dehors entendirent de violents sifflements dans les paratonnerres et sentirent des aigrettes dans leurs cheveux, mais ne virent pas d'éclairs (1).

Les orages du 18 août et du 8 septembre montrent que les effets à distance de pareilles décharges sont en tous points semblables aux perturbations dues aux éclairs. Ils ne s'en distinguent peut-être que par l'énergie mise en jeu, qui paraît plus faible.

Ces observations permettent de formuler l'hypothèse qu'il n'y aurait pas de discontinuité entre les manifestations orageuses proprement dites et les atmosphériques moins intenses qu'on entend souvent au voisinage des grains (2).

2° Les deux orages du 8 septembre, celui du 6 août et celui du 9 août (nos 2, 4, 5, 8) donnent très sensiblement des variations inversement proportionnelles au cube de la distance.

Ils permettent de calculer l'ordre de grandeur des charges débitées dans l'éclair.

---

de long, haute de 5 à 7 mètres, et réunie à la grille d'une lampe dont le filament est au sol, provoquent, lorsque l'intervalle filament-grille est shunté par une forte résistance (plus de 10 mégohms des variations du courant de plaque de 4 ou 5 milliampères (saturation). Ces variations durent parfois jusqu'à dix secondes, temps que met le potentiel de l'antenne à s'annuler après la variation du champ, par le passage de la charge nécessaire à travers l'espace filament-grille et le support de la lampe.

Nous sommes à 100 kilomètres, nous n'employons qu'une lampe et les déviations de l'oscillographe sont énormes; on peut supposer qu'elles le seraient encore beaucoup plus loin, si on multipliait les étages d'amplification.

On sait d'autre part que l'action d'un choc sur une antenne est indépendante de l'amortissement de celle-ci et de la fréquence sur laquelle elle est accordée, si toutefois la durée du choc n'est pas supérieure à sa demi-période propre: c'est toujours le cas avec les ondes longues, comme nous le verrons au chapitre IV.

Ajoutons-le : les écoutes répétées et prolongées que nous avons faites, M. Nicolas et moi, au Pic du Midi, ont montré que les atmosphériques les plus violents reçus sur *antennes accordées* correspondaient aux éclairs lointains.

Pas plus que pour les atmosphériques en général, nous n'avons trouvé pour les parasites orageux de longueur d'onde privilégiée: nous n'avons pas d'ailleurs fait de mesures précises; mais ces expériences permettent cependant d'affirmer que les atmosphériques dont nous parlons agissent fortement sur les postes de réception à plusieurs centaines de kilomètres.

(1) Or il faisait sombre, un éclair si rapproché n'aurait pu passer inaperçu.

(2) C'est d'ailleurs un fait bien connu en Physique du Globe que le passage de ceux-ci provoque des tempêtes électriques.

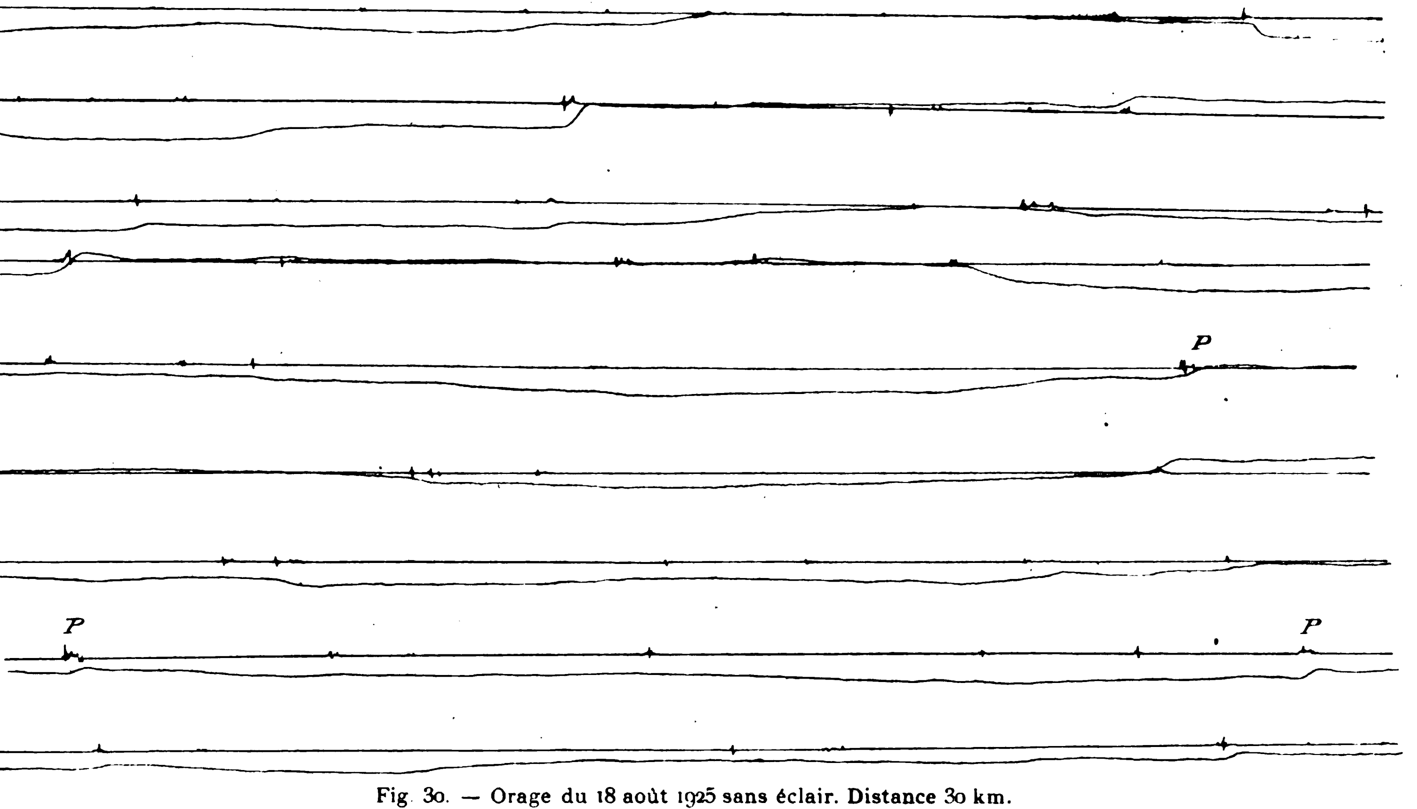
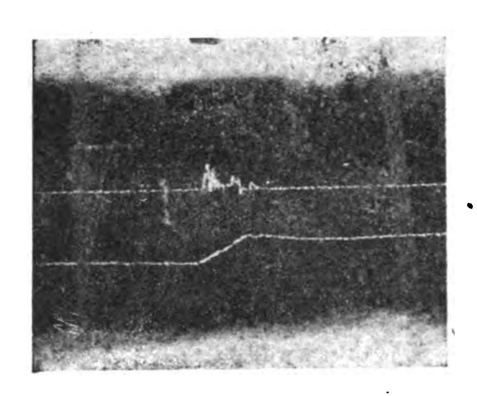


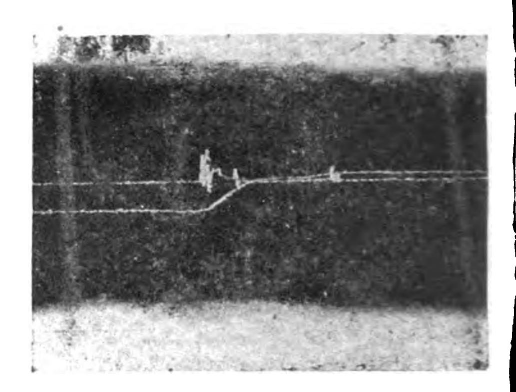
Fig. 30. — Orage du 18 août 1925 sans éclair. Distance 30 km.

Courbe supérieure : Enregistrement des atmosphériques par une lampe dont l'intervalle filament-grille est shunté par un mégohm.
Courbe inférieure : Enregistrement du champ par l'électromètre amplificateur à trois lampes; capsule de radium à 1 m du sol; 1 cm représente 10 volts par mètre.

On a, en effet, en désignant par $\frac{dV}{dz}$ la variation du champ statique :

$$\frac{dV}{dz} = \frac{c^2 l Q}{r^3}$$





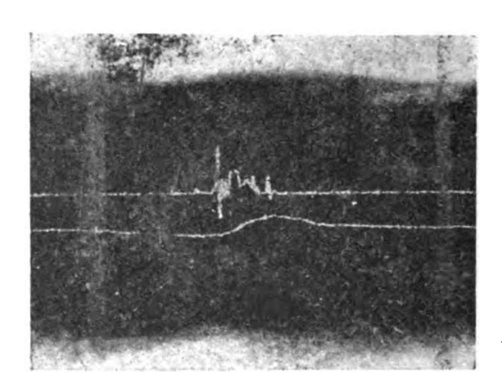


Fig. 30 *bis*. — Agrandissements de parasites P de la figure 30.

d'où :

$$Q = \frac{r^3 \frac{dV}{dz}}{c^2 l}$$

En adoptant 20 kilomètres comme distance de l'orage du 8 septembre, on trouve :

$$Q = \frac{30}{l}$$

et pour l'orage de 21 heures :

$$Q = \frac{50}{l}$$

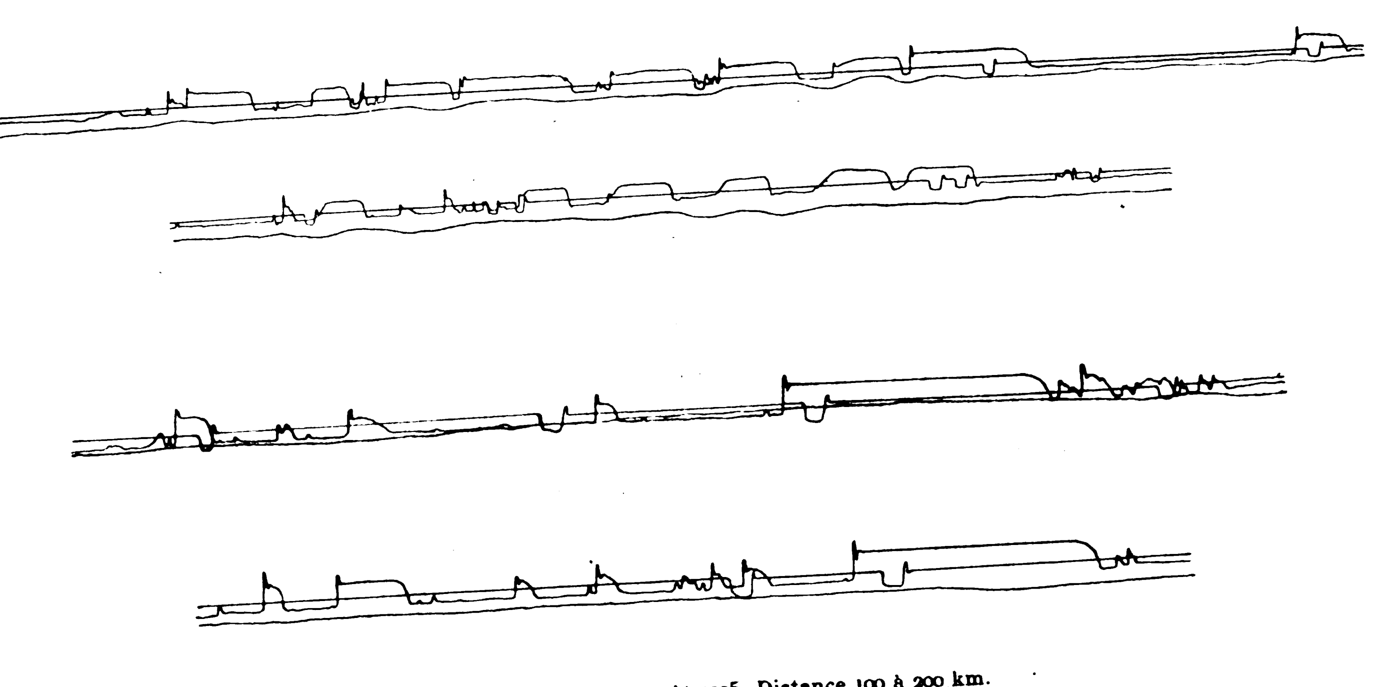


Fig. 31. — Orage du 9 août 1925. Distance 100 à 200 km.
Courbe supérieure ; Enregistrement des atmosphériques par une lampe (intervalle filament-grille non shunté).
Courbe inférieure : Enregistrement du champ par l'électromètre à trois lampes; capsule à 1 m, 1 cm représente 10 volts par mètre.

Les éclairs pouvant avoir des longueurs de l'ordre du kilomètre, nous retrouvons des valeurs semblables à celles qui ont été adoptées jusqu'ici ([1]).

Il est à désirer que ces expériences sur les orages rapprochés, accessoires dans ce travail mais importantes en elles-mêmes et très simples, soient reprises et complétées. L'action d'un éclair tombant sur un paratonnerre à quelque distance d'un magnétographe permettrait de déterminer d'une façon plus précise la quantité d'électricité mise en jeu dans une décharge. Malheureusement, par exception, la foudre n'est pas tombée sur le Pic cet été ([2]) et nous n'avons pu faire nous-mêmes ces mesures.

CHAPITRE IV

LA DURÉE ET LA FORME DES PARASITES ORAGEUX.

L'inertie des instruments de mesure ordinaires allonge tellement es perturbations qu'il semble impossible de tirer des enregistrements un renseignement quelconque sur leur forme et leur durée. Seul l'oscillographe cathodique, qui suit à un millionième de seconde près les variations de la force électromotrice à laquelle on le soumet, peut en donner une mesure précise.

Plusieurs auteurs ont déjà utilisé le tube de Braun dans ce but, mais sont arrivés, comme nous l'avons vu au début, à des résultats contradictoires. Nous allons montrer que les observations qui précèdent permettent d'expliquer au moins en partie ces divergences.

([1]) C.-T.-R. Wilson adopte 20 coulombs, *Phil. Trans.*, 221, 1920, pp. 73-115. Voir le résumé de ce dernier mémoire dans Chauveau, t. II, p. 251.

([2]) Elle y était tombée trois fois en septembre 1924, mais nous ne disposions pas alors des appareils nécessaires.

Les travaux d'Appleton et de Watson Watt ont été souvent décrits (¹); on peut les résumer ainsi :

Une longue antenne, rendue apériodique par une résistance R

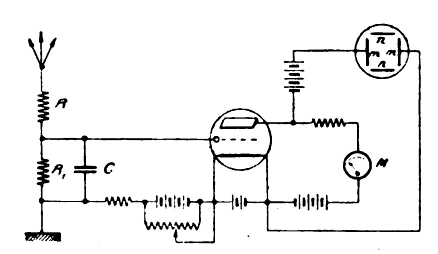


Fig. 32. — Montage pour l'étude des atmosphériques par l'oscillographe cathodique.

(fig. 32), communique avec le sol par l'intermédiaire d'une capacité C égale à celle de l'antenne, shuntée par une très grande résistance R_1 (10 mégohms).

La différence de potentiel induite dans l'antenne par le parasite se retrouve aux bornes de la capacité et est transmise, après amplification, par une lampe à trois électrodes aux plateaux *mm* d'un tube cathodique.

Une déviation auxiliaire du spot est produite par un oscillateur créant entre deux autres plateaux *nn* un champ alternatif, de fréquence convenable, perpendiculaire au champ à analyser, et traçant pour ainsi dire l'axe des temps.

On règle la fréquence de ce dernier champ de manière que le parasite se produise tout entier pendant une seule demi-oscillation et on en a ainsi une représentation exacte sur l'écran fluorescent du tube.

La connaissance de la fréquence du champ auxiliaire permet de déterminer avec exactitude la durée du phénomène analysé, par le rapport de la perturbation à l'élongation totale due à l'oscillateur.

Watson Watt a trouvé avec ce montage que la durée moyenne des parasites était de 3.10^{-3} seconde, avec des maxima de 55.10^{-3} soit plus d'un vingtième de seconde. Leur forme était régulière, ordinairement non oscillante, troublée parfois par des rides de haute fréquence.

(¹) *Proceedings of Royal Soc. A.*, tome 103, 1923, pp. 84-103. Voir les descriptions de M. Mesny dans Mathias : *Traité d'électricité atmosphérique et tellurique*, p. 436, ou dans *l'Onde Electrique*, 1923, p. 398.



Le procédé que nous venons de décrire semble donner prise à la critique : il serait correct dans le cas où le parasite serait dû à une variation de champ très rapide, de beaucoup inférieure au 1/1000e de seconde et telle que le champ reprenne après la perturbation sa valeur primitive. Dans ce cas, en effet, la résistance R_1 n'a pas pour ainsi dire d'action; elle ne trouble en rien la force électromotrice induite dans l'antenne et on retrouve bien l'équivalent de celle-ci aux bornes du condensateur.

Mais si les atmosphériques, comme nous l'avons vu, ont une tout autre structure (Watson Watt, lui-même, a noté récemment (1) la coïncidence entre de légères sautes du potentiel et certains d'entre eux), le dispositif précédent ne donne plus une représentation exacte des variations du champ.

L'ensemble de la capacité C et de la résistance R_1 possède, en effet, une constante de temps trop forte ($2{,}5 \cdot 10^{-2}$ seconde pour les valeurs adoptées par Watson Watt : $C = 2{,}5 \cdot 10^{-9}$ farads; $R_1 = 10^7$ ohms).

Supposons qu'une variation brusque du champ statique dV vienne attaquer l'antenne; celle-ci devra subir une variation de charge $C.dV$ avant de reprendre le potentiel nul qu'exige sa liaison avec le sol. On sait que cette charge qui doit passer par la résistance R_1 y mettra un temps de l'ordre de CR_1, ici $2{,}5 \cdot 10^{-2}$ secondes. Pendant tout ce temps, une différence de potentiel existera aux bornes de R_1 et la tache cathodique restera déviée. Ce n'est plus la durée du parasite qui est mesurée, c'est celle que met la charge à passer dans l'antenne.

On s'explique dans ces conditions les résultats obtenus par Appleton et Watson Watt; on ne comprenait pas comment des variations aussi lentes du champ pouvaient produire sur les circuits oscillants les chocs que connaissent les radiotélégraphistes; comme l'avait bien prévu Eckersley dans la critique théorique qu'il a faite de ces travaux, ce n'était pas le parasite lui-même qui y était analysé (2).

J'ai repris les expériences en modifiant légèrement le montage. La grande énergie reçue des orages, même à plusieurs centaines de kilomètres, me permettait, en effet, de shunter l'intervalle filament-grille de la lampe par une résistance beaucoup plus faible, variable d'ailleurs, suivant l'intensité des perturbations, de 1 000 à 100 000 ohms.

---

(1) *Nature*, London, 113. 1924, p. 237.
(2) *Electrician*, 8 août 1924, p. 150.

Avec l'antenne de 40 mètres, haute de 7 mètres, qui était employée d'ordinaire pour ces mesures, les constantes de temps correspondantes étaient de l'ordre de $3 . 10^{-7}$ à $3 . 10^{-5}$ secondes.

Le dernier orage étudié dans le chapitre précédent, distant de plus de 100 kilomètres, produisait encore, avec le shunt de 1 000 ohms, des déviations du spot de plusieurs centimètres, correspondant à des forces électromotrices de près de 40 volts.

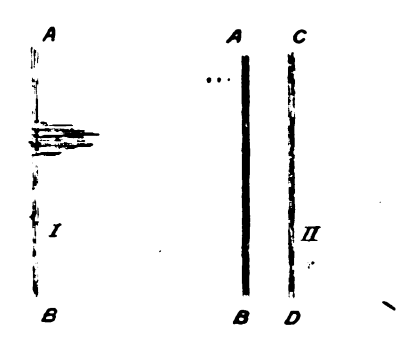


Fig. 33. — Analyse d'atmosphériques par un oscillographe cathodique.

I $R_1 = 1\,000$ ohms. II $R_1 = 10$ mégohms.

L'hétérodyne qui fournissait le champ auxiliaire était réglée sur une fréquence voisine de 10 000.

Dans ces conditions, les déviations se présentaient sous la forme de bavures floues [1], mais dont la largeur ne dépassait pas la moitié de l'élongation due au champ auxiliaire (fig. 33) ; c'est dire que le parasite ne durait guère plus de 1/40 000e de seconde [2].

---

[1] Le tube dont nous disposions sans cathode incandescente alimenté par une petite machine de Wimshurt n'était peut-être pas assez lumineux ; il semble pourtant difficile de suivre par observation directe des déplacements aussi rapides ; seuls probablement les enregistreurs photographiques permettront une analyse complète des parasites, mais le fait qu'on ne commande pas les phénomènes augmente les difficultés de l'expérience.

[2] Cette durée que nous trouvons pour les atmosphériques s'accorde bien avec le fait qu'ils gênent moins les réceptions sur ondes courtes (Cf. *Electrical communication*, juillet 1925, p. 16). On sait, en effet, qu'un choc donné exerce la même action sur tout récepteur de période inférieure au double de la durée totale du choc, et que cette action est diminuée si le choc porte sur plusieurs périodes du récepteur. Si donc, comme nous le pensons, les atmosphériques ont une durée moyenne de l'ordre des périodes employées en radiotélégraphie, les ondes courtes se trouveront privilégiées.

Il en sera de même à fortiori, si dans l'intervalle de 1/40.000e de seconde que dure le parasite, ce n'est pas seulement un choc, mais une série de chocs qui se produisent.



Une augmentation de la résistance du shunt produisait toujours un allongement de la durée des déviations et faisait apparaître chaque fois une droite CD, parallèle à la trajectoire AB décrite par le spot en l'absence de perturbation, très lumineuse, et par conséquent parcourue un grand nombre de fois. Le dispositif de Watson Watt, à forte constante de temps, étale bien le phénomène.

Il faut remarquer que les décharges étant souvent multiples [1], il est difficile de distinguer un parasite du suivant. Pour s'en rendre compte, il suffit d'examiner le résultat de l'action d'un éclair sur une antenne (cf. fig. 29 courbes *a*, et fig. 29 *bis*). L'analyse des perturbations par un oscillographe de période propre, voisine du millième de seconde, révèle des formes variables, parfois très complexes.

On peut compter par exemple sur l'oscillogramme de la figure 33 une quinzaine d'oscillations dont la durée totale est de l'ordre de la seconde, dues évidemment à des composantes d'un même éclair et présentant d'ailleurs un caractère de périodicité comme l'a signalé Humphreys.

La comparaison de l'amplitude des déviations du faisceau cathodique et de l'électromètre qui mesure les variations du champ statique dues au même orage semble montrer que les deux composantes du champ sont, à 100 kilomètres, du même ordre de grandeur, autant qu'on peut le juger. Les collecteurs étant différents (antenne et prise de potentiel au radium), les indications de l'oscillographe cathodique étant, d'autre part, assez vagues, on ne pourrait apporter ici de précision. On peut dire seulement, en résumé, que le parasite orageux paraît se composer d'une variation brusque du champ à laquelle viennent s'ajouter des variations très rapides et de forme très complexe qu'il semble bien difficile d'analyser par aucune méthode actuellement connue

---

(1) Humphreys, *Physics of the Air*, p. 381.

CHAPITRE V

RAPPORTS ENTRE LES DÉCHARGES ORAGEUSES ET LES ATMOSPHÉRIQUES EN GÉNÉRAL

Nous avons vu que deux opinions partageaient les physiciens : pour les uns, les parasites se propagent à grande distance et on ne voit pas quel phénomène autre qu'un véritable éclair serait capable de développer une pareille énergie; pour les autres, les parasites ne se propagent pas à plus de 100 kilomètres et il est alors impossible de leur trouver dans un si petit rayon des orages comme cause.

Pour justifier leur existence dans cette dernière hypothèse, on a tout mis en avant, depuis l'inévitable couche d'Heaviside (1), jusqu'à la sublimation sous l'action du soleil des neiges fraîchement tombées sur les montagnes (2), et les discontinuités météorologiques.

Qu'il y ait une relation entre certaines situations météorologiques et les atmosphériques, il ne viendra à l'idée de personne de le nier (3). M. Lacoste a nettement mis en évidence leur rapport avec certaines dépressions au point de suivre par radiogoniométrie le déplacement de ces dernières; Watson Watt, de son côté, trouve sur 288 cas observés, 239 centres en zones pluvieuses, 30 autres coïncidant avec des orages et des rafales, 10 autres cas restant douteux, les 9 derniers seulement ne semblant correspondre à aucune manifestation météorologique; d'après cet auteur, 90 pour 100 des centres d'émis-

---

(1) Cornelis de Groot.

(2) Bureau, *Onde Électrique*, août 1924, p. 385. Disons tout de suite que les essais de vérification que nous avons tentés n'ont pas été favorables à cette hypothèse hardie. Quatre fois au cours des étés 1924 et 1925, les Pyrénées se sont couvertes de neige et ont été rapidement dégagées par sublimation et quatre fois l'absence de parasites a pu être constaté. D'ailleurs cette hypothèse semble en contradiction avec l'opinion de l'auteur sur le peu de portée des parasites (*Onde Elec.*, janv., fév. 1925). Il ne paraît pas, en effet, qu'il y ait beaucoup moins de parasites à Paris qu'à Toulouse ou à Bordeaux. Il ne faut pourtant pas nier l'influence des montagnes. A ce sujet, cf. Captain H.-B. Jakson : « On some phenomena affecting the transmission of electric waves », *Proceedings of the Roy. Soc.*, 15 mai 1902, p. 254.

(3) Cf. Watson Watt, *Onde Électrique*, 1923, 188.
P. Gherzi, *Onde Electrique*, 1924, p. 491.
Eckersley, *Electrician*, t. 56, 8 août 1924, p. 150.
Rothé, *loc. cit.*

sion se trouvent en zone pluvieuse et 36 pour 100 sur le bord de ces zones.

M. Bureau enfin a appliqué à ces recherches les théories de Bjerknes sur les discontinuités météorologiques, et conclut d'une part que les atmosphériques ont leur origine au voisinage des fronts froids, et d'autre part qu'ils sont dépourvus de portée.

La première affirmation confirme en quelque sorte les travaux précédents, les discontinuités météorologiques coïncidant naturellement avec les zones de troubles atmosphériques; la seconde, au contraire, semble dans sa généralité en contradiction avec les résultats obtenus par un certain nombre d'expérimentateurs, et nous nous devons de la discuter un peu plus longuement.

L'Office national météorologique, disposant de nombreux postes et d'un personnel considérable, a élaboré en 1924 un programme d'observations régulières des atmosphériques.

Bien que la méthode d'écoute, par des sapeurs différents, fixant sur le papier leurs impressions auditives, fasse lire avec réserve les résultats des expériences, elle permet cependant de séparer avec certitude les journées dépourvues de parasites de celles où ils sont assez violents pour rendre difficile la réception des signaux.

Deux séries d'observations ont été publiées (14-31 mai; 16-24 septembre 1924). Considérant spécialement deux journées (22, 24 septembre), M. Bureau constate que les parasites se font entendre violemment par places et non en d'autres, et qu'ils ont un caractère nettement migrateur.

La connaissance des heures de troubles aux différents postes permet d'affirmer qu'ils ne sauraient avoir une portée supérieure à la distance qui sépare deux de ceux-ci (moins de 100 km.)

Nous ne nous arrêterons pas à ces deux derniers exemples caractéristiques d'un phénomène qui sort du cadre de cette étude. Tous les radiotélégraphistes savent qu'il y a des parasites sans portée, n'ayant eu que trop souvent l'occasion « d'écouter » une pluie chargée ou même de tirer de leur antenne, en l'isolant, quelques millimètres d'étincelle, phénomène transitoire, qui disparaît avec le nuage qui le cause.

Mais nous allons considérer les 24 autres journées d'observations publiées et mettre en regard les observations d'orages notées au *seul* Pic du Midi.

Si on considère que les Hautes-Pyrénées ne sont pas le seul centre orageux de France, que des orages peuvent y passer inaperçus, qu'il y a enfin, répétons-le, des parasites migrateurs, il faudra bien avouer qu'il y a dans les tableaux qui suivent des coïncidences frappantes.

Dates.	Atmosphériques en France.	Orages au Pic du Midi.
14 mai	Violents sur toute la France surtout de 14 h 00 à 19 h 00.	Tonnerres lointains à S. W. Tonnerres assez forts à W. et à N. W.
15 mai	Violents sur toute la France surtout de 14 h 00 à 19 h 00.	*14 h 25* : tonnerre à S. W. *14 h 30* : tonnerre à S. W.
16 mai	Brouillages à Paris, Tours, Toulouse, Metz, etc.	*13 h 30 à 13 h 45* : tonnerre à S. W.
17 mai	*Les atmosphériques ne gênent pas les réceptions.*	*Ciel pur* (cirrus).
18 mai	....	....
19 mai	Atmosphériques de 12 h 00 à 19 h 00.	Feux St-Elme, éclairs à N.
20 mai	Atmosphériques de 12 h 00 à 19 h 00.	Feux Saint-Elme, tonnerre à S. W. *12 h 30*, éclairs, tonnerre.
21 mai	Atmosphériques de *12 h 00 à 19 h 00*.	*18 h 00*, tonnerre à N. Eclairs lointains à l'horizon N.
22 mai	Les atmosphériques disparaissent à 22 h 00.	Brume, éclaircies.
23 mai	Très rares brouillages.	Cumulo-stratus.
24 mai	Quelques brouillages l'après-midi et le soir.	Eclairs lointains à S. W.
25 mai	Quelques brouillages l'après-midi et le soir.	Grésil, neige.
26 mai	Atmosphériques violents dès 01 h 00 à Paris, Tours. Quelques brouillages l'après-midi à Lyon, Ajaccio.	Brume épaisse.
27 mai	Très rares brouillages.	Ciel pur.
28 mai	Brouillages à Paris de 01 h 00 à 03 h 00, puis rares brouillages.	Ciel pur.
29 mai	Atmosphériques sur toute la France.	Grésil, gouttes.
30 mai	Brouillages nombreux l'après-midi et surtout le *soir*.	18 h 00 tonnerre à S. W. et S. E. 21 h 00, feux Saint-Elme. 18 h 10, éclair sur le Pic.
31 mai	Atmosphériques intenses *surtout le matin* à Angers, Cazaux, Toulouse ; après-midi à Dijon.	06 h 00, éclair à S. W.

Dates.	Atmosphériques en France.	Orages au Pic du Midi.
16 sept.	Aucun brouillage.	Ciel pur.
17 sept.	Rares brouillages.	Ciel pur.
18 sept.	Quelques brouillages vers 01 h 00 à Paris; nombreux brouillages à *Paris* et à *Avord* à 18 h 30.	Ciel pur.
19 sept.	Vers 01 h 00 brouillages à Paris. *Calme dans la matinée.* 12 h 30 atmosphériques violents à Paris *augmentant jusqu'à 21 heures.*	14 h 30, tonnerre à S. W. 18 h 45, éclairs à W. puis à S.
	Brouillages *vers 15 h 00 à Bordeaux.*	22 h 50, tonnerre à S.
	Les atmosphériques continuent à augmenter pendant la nuit, jusqu'à 02 h 15 à Paris.	23 h 30, éclairs vifs, éclairs et tonnerres autour du Pic du Midi. *01 h 15, fin de l'orage.*
20 sept.	Disparition des atmosphériques dans la matinée.	
	Réapparition d'atmosphériques violents à 13 h 00, violents à 18 h 00. A 21 h 00 diminution.	21 h 00, éclairs lointains à N.
21 sept.	Journée calme.	Brouillards.
22 sept.	Calme le matin. De 12 h 30 à 18 h 00 violents à *Paris* (parasites migrateurs).	Brumes.
23 sept.	Calme le matin. De 12 h 30 à 18 h 00 violents à Paris (parasites migrateurs).	Bruine.
24 sept.	Atmosphériques violents à *Paris* (atmosphériques migrateurs).	Bruine.

Ainsi, les parasites disparaissent subitement le 17 mai après une période de brouillages intenses ayant duré trois jours; de même, les éclairs disparaissent le 17 du ciel des Pyrénées, après trois jours d'orages. Bien mieux, c'est vers 14 heures que, chaque jour, les athmosphériques deviennent plus violents, et c'est aussi vers 14 heures qu'il tonne au Pic du Midi.

La période suivante, du 18 au 22, est troublée surtout après

12 heures; éclairs et tonnerres sont aussi notés au Pic à 12 h. 30 et à 18 heures.

Le 22 et le 23, les atmosphériques disparaissent, les orages également, pour réapparaître tous deux ensemble le 30 au soir et le 31 au matin.

Le lecteur pourra discuter lui-même la seconde série d'observations. Du 16 au 21, les coïncidences sont aussi parfaites que possible; du 22 au 24, il y a, au contraire, à première vue discordance, comme d'ailleurs le 26 mai et le 29. Mais nous avons vu que les 22, 23, 24 septembre sont précisément les exemples choisis par M. Bureau pour établir l'existence des « parasites migrateurs », et probablement en est-il de même de ceux du 26 mai, qui sont locaux.

Rien d'étonnant par conséquent que ces atmosphériques *passagers* ne coïncident pas avec des orages; c'est le contraire qu'il aurait été impossible d'expliquer.

Nous constatons encore une fois qu'il existe des parasites sans orage, mais il est impossible de trouver dans ces tableaux un exemple d'orage qui ne couvre la France entière d'atmosphériques, et notre thèse s'en trouve confirmée d'une manière bien inattendue.

Terminons en faisant remarquer que le nombre des orages suffirait à expliquer l'abondance des atmosphériques.

A lui seul, l'observatoire du Pic du Midi note une cinquantaine de journées orageuses par an (55 en 1924). Si on considère que le Sud-Ouest n'est pas la seule région orageuse de France, on comprendra qu'il y ait relativement peu de jours calmes. Il suffit pour s'en rendre compte d'une façon précise de consulter les Annales de l'ancien Bureau central météorologique où les orages étaient soigneusement notés; dans l'année 1913 par exemple, on a pu compter en France 342 journées orageuses et 23 seulement sans éclairs ni tonnerre [1]. Pour qui a vu dans certains orages de montagne les éclairs se succéder presque sans interruption pendant des heures, ce chiffre est impressionnant : *il y a beaucoup de parasites orageux.*

Qu'on se garde bien cependant de déformer notre pensée; nous ne disons pas : il n'y a que des parasites orageux, ni même : il y a majorité de parasites orageux; pour nous renseigner à ce sujet, des observations isolées sont insuffisantes [2]. J'ai bien noté que pen-

---

[1] Dongier, *Annales* du Bureau central météorologique, 1913, p. 64.

[2] Des observations faites dans des postes différents, éloignés les uns des autres, ne seraient pas si faciles à coordonner qu'on pourrait le croire à première vue. Dans le cas, en effet, où les trois termes de l'expression des perturbations, respectivement en $\frac{1}{r}$, $\frac{1}{r^2}$, $\frac{1}{r^3}$ seraient du même ordre de grandeur, il y aurait d'un

dant plusieurs mois les atmosphériques ne devenaient très violents qu'à l'approche de cumulo nimbus, mais de trop nombreuses observations de parasites ont été faites par ciel pur, en Amérique notamment, par temps chaud, pour qu'il soit permis d'avancer une telle affirmation.

Mais après avoir constaté d'une part que l'éclair produit à une grande distance une violente perturbation, et d'autre part qu'il existe dans l'atmosphère de nombreuses décharges non-lumineuses, il nous semble qu'on peut poser une question : Les atmosphériques en général, si divers qu'ils paraissent, ne sont-ils pas tous dus à de petites décharges électriques ? — Les sifflements eux-mêmes, les roulements, sont-ils autre chose que l'effet de décharges répétées ?

L'analyse *physique* de ces phénomènes dans de nombreux postes d'observation peut seule nous renseigner, et ne manquera pas d'être activement poussée dans un avenir prochain. Nous apprendra-t-elle qu'il y a dans l'atmosphère, en dehors des orages proprement dits, en dehors même peut-être des grains et des masses nuageuses, des zones de petites décharges et de troubles électriques et qu'entre ces sources de perturbation il n'y a pas de discontinuité ; on peut le croire. L'étude des parasites aurait alors progressé un peu, des effets très divers en apparence étant ramenés à une cause unique ; peut-être en même temps aurions-nous fait un pas vers la solution du problème encore très obscur de la formation des orages.

P. Lejay.

---

poste à l'autre une déformation du parasite qui pourrait rendre impossible la comparaison des enregistrements.

L'observation précise de l'heure peut seule révéler si on a vraiment affaire au même atmosphérique ; à ce point de vue, la comparaison des bandes de signaux horaires relevés dans les différents observatoires, déjà essayée par plusieurs physiciens, sera très précieuse.

OPTIQUE ET RADIOÉLECTRICITÉ [1]

Par Léon BOUTHILLON

Ingénieur en chef des Télégraphes, Répétiteur à l'École Polytechnique.

SOMMAIRE. — Après avoir, dans une première partie, montré que des problèmes classiques d'optique (expérience de Fresnel avec un ou deux miroirs, diffraction par une fente, onde de Brewster), ont leurs correspondants en radioélectricité (système de deux antennes déphasées de 180 degrés ou en phase, antenne en rideau, onde de Zenneck), l'auteur étudie dans un deuxième article les équivalents radioélectriques de systèmes optiques simples : miroirs elliptiques, paraboliques, circulaires, réseaux.

II. — MIROIRS ET RÉSEAUX RADIOÉLECTRIQUES

210. L'une des plus précieuses propriétés des rayons lumineux est la possibilité de les rassembler en faisceaux à peu près nettement délimités, ou de les concentrer au moyen de lentilles, de miroirs ou de réseaux. Elle est à la base de tous les instruments d'optique. Elle est utilisée en télégraphie optique, et permet de réaliser des portées relativement élevées avec des moyens rudimentaires.

On sait sur quelles lois fondamentales repose l'action des lentilles ou des miroirs. Dans les premières, il s'agit de phénomènes de réfraction. En traversant des milieux de réfrangibilités différentes, les rayons sont déviés de leur marche rectiligne et peuvent être concentrés en un point déterminé.

1° Miroirs radioélectriques.

211. **Miroirs elliptiques et systèmes dérivés.** — Quant aux miroirs, leur effet s'explique par les lois de la réflexion : un rayon lumineux, tombant sur une surface polie, se réfléchit en faisant avec la normale au plan de réfraction un angle égal à l'angle d'incidence. Soit alors F une source de rayons électromagnétiques. Cherchons à concentrer en un point F′ les rayons qui en émanent. Le problème est bien connu; il est traité dans tous les cours d'optique. Si nous construisons un miroir tel que, pour tous ses points M, la distance FMF′ soit constante (fig. 211-1), la section de ce miroir par un

(1) Léon Bouthillon. Optique et radioélectricité. I. Solutions optiques de quelques vieux problèmes de radioélectricité, *Onde Electrique*, n° 43, juillet 1923, pp. 287-296.

***

plan passant par FF′ est la courbe bien connue appelée ellipse. En outre, du fait que pour tous ses points

$$FM + MF' = \text{constante}$$

cette courbe possède la propriété que la normale au point M est la bissectrice de l'angle FMF′. Il s'ensuit que tous les rayons émis en F se réfléchissent de façon à passer par F′; en outre, comme le parcours total est constant, tous les rayons arrivent en F′ avec la même phase. Le miroir considéré résout donc le problème posé.

Si le point F′ s'éloigne à l'infini, autrement dit, si l'on désire obtenir un faisceau de rayons parallèles, l'ellipse se transforme en parabole.

Un point important qu'il faut signaler immédiatement, est que l'effet des miroirs est indépendant de la longueur d'onde. Quelle que

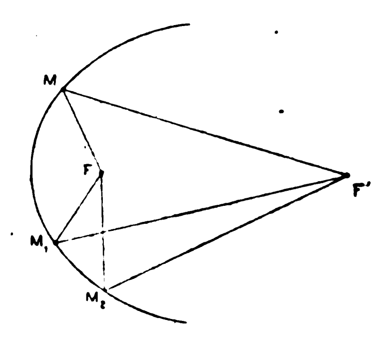


Fig. 1. — Schéma d'un miroir elliptique.

soit celle-ci, un miroir elliptique concentrera en l'un de ses foyers les rayons émis par une source placée à l'autre; un miroir parabolique rassemblera les rayons en un faisceau parallèle.

Étudions maintenant les modalités de l'application du système à la radioélectricité.

Figurons deux rayons FM_1F', FM_2F'. La courbe étant une ellipse, on a :

$$FM_1 + M_1F' = FM_2 + M_2F' = \text{constante.}$$

Tout se passe, au point F′, comme si les rayons venaient non pas de F, mais de sources placées en M_1, M_2 et telles que leurs phases diffèrent d'angles correspondant aux différences entre les distances FM_1. FM_2, si la phase en F est prise comme origine. Ainsi,

pour le rayon FM_1F', la phase de la source fictive placée en M_1 sera $-2\pi \times \frac{FM_1}{\lambda}$, celle de la source fictive placée en M_2 sera

$$-2\pi \times \frac{FM_2}{\lambda}$$

et ainsi de suite.

Nous pouvons donc substituer à la source F des sources placées en différents points M de l'ellipse, et telles que leurs phases soient

$$-2\pi \times \frac{FM}{\lambda}.$$

En radioélectricité ces sources seront des antennes verticales dont les pieds seront répartis le long d'une ellipse, et qui constitueront ainsi un miroir cylindrique à base elliptique.

Pour exciter ces antennes avec les différences de phase convenables, plusieurs procédés sont à notre disposition :

1° Placer en F une source de haute fréquence munie d'une antenne accordée sur celles du miroir, et exciter ainsi celles-ci radioélectriquement.

2° Relier une source de haute fréquence, placée en F, au moyen de lignes directes, aux différentes antennes du miroir.

3° Placer la source en un point quelconque et la relier aux différentes antennes par des lignes calculées de telle sorte que les phases des courants aient les valeurs convenables.

Nous arrivons ainsi à un système déjà beaucoup plus souple que

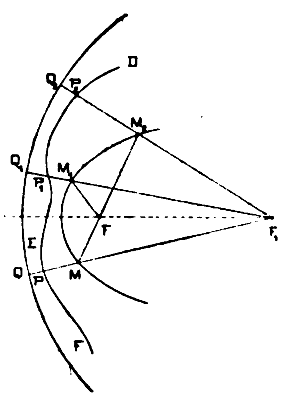


Fig. 212-2. — Systèmes équivalents à un miroir elliptique.

le dispositif optique correspondant. Nous pouvons d'ailleurs multiplier encore les modalités d'application en remarquant que l'effet désiré en F' peut être obtenu en répartissant les antennes, non pas

suivant une ellipse, mais sur une courbe quelconque (fig. 211-2). L'une d'elles au lieu d'être placée en M, sera placée en P, et excitée avec la phase

$$2\pi \times \frac{MP - MF}{\lambda}.$$

Parmi toutes les courbes sur lesquelles on peut ainsi répartir des antennes pour avoir l'effet désiré en F′, la plus intéressante est sans doute la circonférence de centre F′ et de rayon FM + MF′. Pour produire l'effet désiré, toutes les antennes placées en des points Q de cette circonférence doivent être excitées en phase.

212. **Miroirs paraboliques et systèmes dérivés.** — Si le point F′ (fig. 211-1) s'éloigne à l'infini, l'ellipse de la figure devient une courbe appelée parabole et ayant pour axe la droite passant par F et dirigée vers F′. Un rayon quelconque FM (fig. 212-1) émanant du foyer se

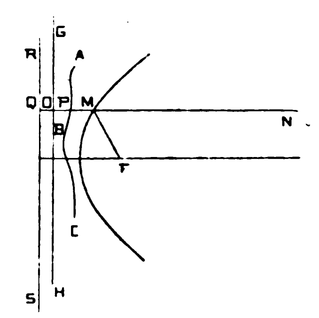


Fig. 212-1. — **Miroir parabolique et systèmes équivalents.**

réfléchit parallèlement à l'axe suivant MN. Le miroir parabolique a pour effet de transformer des ondes sphériques issues du point F en ondes planes perpendiculaires à l'axe, ou inversement.

Les remarques faites à propos des miroirs elliptiques s'appliquent également aux miroirs paraboliques.

En particulier :

1° L'effet du miroir parabolique est le même que celui d'une infinité de sources lumineuses réparties sur sa surface et dont les phases seraient :

$$-2\pi . \frac{FM}{\lambda} = -2\pi . \frac{MQ}{\lambda}$$

Q étant l'intersection de la droite MN avec la directrice RS de la parabole. On pourra donc, en radioélectricité, constituer un système équivalent au miroir parabolique de l'optique en répartissant le long

d'une parabole un certain nombre d'antennes identiques excitées par des courants ayant les phases voulues. Ces phases seront, comme dans le cas du miroir elliptique, obtenues automatiquement si la source, étant placée au foyer, excite les antennes, soit radioélectriquement au moyen d'une antenne placée suivant la ligne focale, soit par des lignes directes; la source pourra également être placée en un point quelconque et exciter les antennes au moyen de lignes convenablement calculées.

2° On pourra substituer à la parabole une courbe quelconque ABC le long de laquelle on répartira des antennes excitées de telle façon que pour l'une d'elles, P par exemple, la phase soit :

$$2\pi\frac{MP-MF}{\lambda}=2\pi\frac{MP-MQ}{\lambda}=-2\pi\frac{QP}{\lambda}.$$

3° L'effet du miroir parabolique étant de mettre en phase les différents rayons tels que MN est le même que si ceux-ci émanaient d'antennes en phases placées le long d'une droite quelconque GH perpendiculaire à l'axe. C'est-à-dire que, suivant la direction de l'axe, l'effet d'un miroir parabolique est identique à celui d'une antenne en rideau de même ouverture perpendiculaire à l'axe de la parabole.

213. Miroirs à base circulaire. — On utilise fréquemment, en optique, des miroirs constitués par une portion de calotte sphérique réfléchissante.

Si (fig. 213-1) une source lumineuse placée en P, sur l'axe du

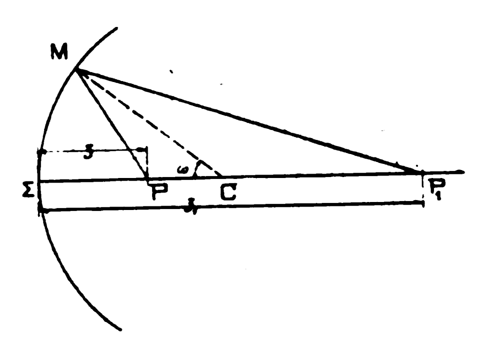


Fig. 213-1. — Miroir à base circulaire.

miroir, à une distance z du sommet, émet un rayon PM dans une direction telle que la droite CM joignant le point M au centre C du miroir fasse l'angle ω avec l'axe, le rayon réfléchi MP_1 rencontre l'axe

en un point P_1. Soit z' la distance ΣP_1. On démontre en optique que :

$$\frac{1}{z}+\frac{1}{z'}=\frac{2\cos\omega}{\rho}$$

ρ étant le rayon du miroir. C'est la relation fondamentale des miroirs sphériques.

La distance z' du point P' au sommet dépend de l'angle d'incidence du rayon PM. Les rayons réfléchis MP' ne convergent pas en un même point de l'axe, l'image d'un point n'est pas un point.

Sous la forme qui correspond directement au schéma précédent, celle d'antennes réparties suivant une circonférence et excitées radioélectriquement ou par lignes directes au moyen d'une source placée en un point P de l'axe, le miroir à base circulaire paraît donc moins avantageux que le miroir elliptique ou le miroir parabolique.

Mais on peut, au moyen d'un miroir à base circulaire, produire le même effet qu'un système elliptique ou parabolique. Nous avons vu, en effet, qu'on peut remplacer l'ellipse ou la parabole par une directrice de forme quelconque, à condition de donner aux courants des diverses antennes des phases convenables. On peut, partant de cette remarque, obtenir des résultats intéressants.

Soit (fig. 213-2) un système d'antennes régulièrement réparties le long d'une circonférence de centre O. Si l'on désire transmettre à une station placée en P_1, on utilisera un secteur A_1B_1 d'axe OP_1 et

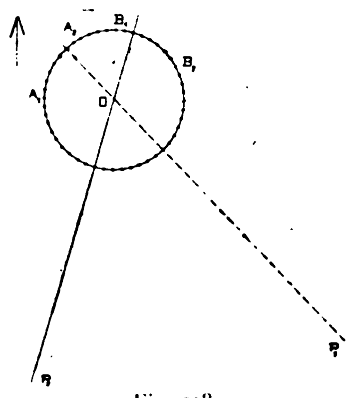


Fig. 213-2.

l'on excitera avec les phases convenables les antennes comprises dans ce secteur. En utilisant un autre secteur A_2B_2, on peut transmettre de même à une station située en P_2. Le système d'antennes étudié donne donc la possibilité de transmettre, simultanément ou successi-

vement, des ondes dirigées à plusieurs postes situés dans des directions différentes et à des distances différentes.

Il permet également d'obtenir un phare hertzien dirigé et tournant, en faisant tourner progressivement le faisceau d'antennes utilisé au moyen d'un commutateur convenablement disposé pour que le secteur soit constamment équivalent à un miroir parabolique. On se rend compte immédiatement de la supériorité de cette disposition sur celle adoptée pour le phare hertzien d'Edimbourg, où c'est le miroir tout entier qui tourne d'un mouvement uniforme autour d'une antenne d'émission.

2° Réseaux.

220. On emploie enfin, en optique, quand on veut obtenir en un point une raie lumineuse étroitement délimitée, un système connu sous le nom de réseau, et constitué en principe par une série de fentes disposées en ligne droite à égales distances l'une de l'autre. Dans l'application à la radioélectricité, les fentes seront remplacées par n antennes identiques.

Dès 1902, M. André Blondel [1] montrait que ces dispositifs peuvent être étudiés exactement comme les réseaux de l'optique; il prévoyait, non seulement, le cas d'antennes en phase, mais également celui d'antennes déphasées.

En 1916, dans un brevet déposé aux États-Unis, Alexanderson prévoyait l'utilisation de son antenne à l'orientation des ondes dans une direction arbitraire.

Enfin, l'étude des réseaux a été faite par H. Chireix [2] dans les deux cas particuliers où, d étant la distance de deux antennes successives, leur déphasage est, soit zéro, soit $2\pi\frac{d}{\lambda}$.

Elle est abordée ici d'une façon tout à fait générale.

221. **Réseaux d'antennes en phase.** — Supposons (fig. 221-1) d'abord les antennes traversées par des courants d'égale intensité et de même phase. Soit d la distance de deux antennes consécutives, λ la longueur d'onde. Cherchons l'intensité du champ électromagnétique dans une direction déterminée, faisant l'angle α avec le plan du réseau. Nous raisonnerons exactement comme on le fait en optique.

---

(1) A. Blondel. Association française pour l'avancement des Sciences, Congrès d'Angers, 1902.

(2) H. Chireix. Emissions sur ondes courtes par antennes dirigées. *Radioélectricité*, bulletin technique, vol. 5, p. 65.

Soit :

$$\mathcal{E} = E \cos \omega t$$

le champ électromagnétique dû à l'antenne A_1. La différence de phase

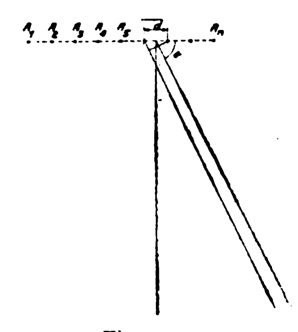


Fig. 221-1.

entre les champs électromagnétiques dus à deux antennes successives est :

$$2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha$$

et l'on a, pour les champs dus aux antennes successives :

antenne 1	$E \cos \omega t$
antenne 2	$E \cos \left(\omega t - 2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha \right)$
antenne 3	$E \cos \left(\omega t - 2.2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha \right)$
. . . .	. . . .
antenne n	$E \cos \left[\omega t - (n-1)\, 2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha \right]$.

Le champ dû au réseau est la somme de ces divers termes. Pour l'obtenir, le plus simple est sans doute de procéder géométriquement

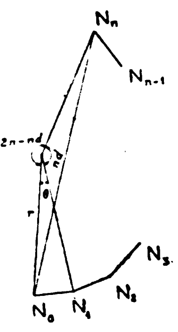


Fig. 221-2.

en employant la règle de Fresnel. Traçons (fig. 221-2) un premier vecteur N_0N_1 égal à E et représentant l'action de l'antenne 1. Le vecteur N_1N_2 égal à N_0N_1 et faisant avec lui l'angle $-2\pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha$ représentera l'action de la deuxième antenne, et ainsi de suite jusqu'au vecteur $N_{n-1}N_n$. Le vecteur N_0N_n représente l'action du réseau et l'on a, si $\mathcal{E}$ est le champ électromagnétique dû au réseau,

$$\mathcal{E} = N_0N_n\cos(\omega t + \psi)$$

ψ représente l'angle $-N_nN_0N_1$. Il s'agit d'évaluer N_0N_n et φ. Mais la figure $N_0N_1 \ldots N_n$ est une courbe polygonale régulière, puisqu'elle est formée de segments égaux faisant deux à deux un angle constant. Soit O son centre, soit r la distance de O à l'un des sommets. On a, en appelant θ l'angle au centre N_0ON_1

$$\begin{aligned}
\text{angle } N_nON_0 &= n\theta \\
\text{angle } N_0ON_n &= 2\pi - n\theta \\
-\psi = \text{angle } N_nN_0N_1 &= ON_0N_1 - ON_0N_n \\
&= \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} - \left(\frac{\pi}{2} - \frac{n\theta}{2}\right) \\
&= (n-1)\frac{\theta}{2}.
\end{aligned}$$

Calculons maintenant N_0N_n; c'est la corde qui sous-tend l'angle

$$n\theta = n.2\pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha$$

donc : $$N_0N_n = 2r\sin\frac{n\theta}{2} = 2r\sin\left(n\pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha\right).$$

Quant à r, il est donné dans le triangle N_0ON_1 par

$$N_0N_1 = E = 2r\sin\frac{\theta}{2} = 2r\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right).$$

Portons dans l'expression de N_0N_n. Il vient :

$$N_0N_n = F = 2r\sin\frac{n\theta}{2} = E\frac{\sin\left(n\pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha\right)}{\sin\left(\pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha\right)}.$$

Les réseaux employés en optique sont généralement tels que la distance d soit assez grande par rapport à la longueur d'onde λ de la lumière employée. Dans ces conditions, il existe dans l'intervalle $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ plusieurs valeurs de α telles que $\frac{d}{\lambda}\cos\alpha = k$.

Pour ces directions, on a :

$$\sin\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha\right) = 0, \qquad \sin\left(n\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha\right) = 0$$

d'où

$$F = \pm n E$$

les actions de toutes les antennes sont concordantes, et l'effet du réseau est maximum.

Considérons maintenant une direction voisine des directions privilégiées telle que :

$$d \cos \alpha = k\lambda + \varepsilon;$$

ε étant petit, nous pouvons poser approximativement

$$\varepsilon = \frac{1}{p}\frac{\lambda}{2}$$

p étant un entier grand. Les champs électromagnétiques dus à la première et à la $(p+1)^{\text{ème}}$ antenne sont alors discordants et s'annulent l'un l'autre. Il en est de même des champs électromagnétiques dus à la deuxième et à la $(p+2)^{\text{ème}}$ et ainsi de suite. De sorte que l'effet se réduit, au plus, à l'effet de p antennes. Si p est petit par rapport à n, le champ électromagnétique sera très petit par rapport au champ maximum même à une distance angulaire très petite de la direction privilégiée.

En radioélectricité le nombre d'éléments du réseau sera beaucoup moins grand qu'en optique. On obtiendra cependant des courbes très nettement dirigées.

222. **Réseaux d'antennes déphasées.** — Supposons maintenant qu'au lieu de mettre en phase toutes les antennes du réseau, nous les excitions de telle sorte que chacune d'elles soit déphasée d'un angle φ par rapport à la précédente.

Au lieu d'être

$$-2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha$$

la différence de phase des effets dus à deux antennes successives pour l'azimut α sera :

$$\varphi - 2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha$$

et il suffira de substituer cet angle à $-2\pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha$ dans l'expression de F pour obtenir l'effet du réseau tout entier.

On obtient ainsi, pour l'amplitude du champ électromagnétique dans une direction α

$$F = E \frac{\sin n\left(\frac{\varphi}{2} - \pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2} - \pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha\right)}$$

et, pour la phase ψ

$$\psi = (n - 1)\left(\frac{\varphi}{2} - \frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right).$$

Les directions privilégiées sont maintenant données par :

$$\frac{\varphi}{2} - \pi\frac{d}{\lambda}\cos\alpha = k\pi.$$

Pour ces directions

$$F = \pm nE.$$

Posons :

$$\cos i = \frac{\varphi}{2\pi}\cdot\frac{\lambda}{d}.$$

Nous aurons :

$$F = E\frac{\sin\left[n\pi\frac{d}{\lambda}(\cos i - \cos\alpha)\right]}{\sin\left[\pi\frac{d}{\lambda}(\cos i - \cos\alpha)\right]}$$

i représente l'angle que ferait avec la perpendiculaire au plan du réseau une onde plane qui exciterait les antennes successives en leur donnant de l'une à l'autre une différence de phase égale à φ.

On voit que le premier maximum, celui qui correspond à $k = 0$, a lieu, non plus pour $\alpha = \frac{\pi}{2}$, mais pour $\alpha = i$. Ce qui correspond à ce fait naturel que, quand le réseau est excité par une onde plane, l'un des maxima de lumière émis par le réseau est dans la direction de la propagation de l'onde.

Quand la différence de phase varie de $-2\pi\frac{d}{\lambda}$ à $+2\pi\frac{d}{\lambda}$, l'angle i de la direction privilégiée qui correspond à $k = 0$ varie de 180 degrés à 0 degré.

Le réseau pourra donc être utilisé pour émettre dans une direction variable à volonté; il pourra servir de radiophare dirigé tournant.

223. **Réseaux à une seule direction privilégiée.** — Pour éviter

toute ambiguïté, il sera d'ailleurs nécessaire, si l'on veut utiliser le réseau comme radiophare, qu'il n'y ait, parmi les valeurs de α comprises entre 0 et 180 degrés, qu'une seule direction privilégiée. Quand α varie de 0 à 180 degrés, $\cos \alpha$ varie de $+1$ à -1. Les directions privilégiées étant telles que :

$$\frac{\varphi}{2} - \pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha = k\pi$$

ou

$$\cos \alpha = \left(\frac{\varphi}{2\pi} - k\right) \frac{\lambda}{d}$$

il n'y aura pas d'autre direction privilégiée que celle qui correspond à

$$k = 0$$

si

$$\left| \left(\frac{\varphi}{2\pi} - 1\right) \frac{\lambda}{d} \right| > 1 \qquad \text{et} \left| \left(\frac{\varphi}{2\pi} + 1\right) \frac{\lambda}{d} \right| > 1$$

ou, $\frac{\varphi}{2\pi}$ étant toujours plus petit que 1

$$\left(1 - \frac{\varphi}{2\pi}\right) \frac{\lambda}{d} > 1 \qquad \left(1 + \frac{\varphi}{2\pi}\right) \frac{\lambda}{d} > 1$$

φ variant entre $-2\pi \frac{d}{\lambda}$ et $2\pi \frac{d}{\lambda}$ ces deux inégalités sont vérifiées pour toutes les valeurs de φ si :

$$\left(1 - \frac{d}{\lambda}\right) \frac{\lambda}{d} > 1$$

ou

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2}.$$

Pour qu'il n'y ait qu'une seule direction privilégiée, entre 0 et 180 degrés, il est donc nécessaire que la distance des antennes soit égale au plus à une demi-longueur d'onde.

224. **Réseaux unidirectionnels.** — Le plan du réseau étant un plan de symétrie, à chaque direction privilégiée correspond une autre direction privilégiée symétrique de la première par rapport au plan du réseau. Ces deux directions privilégiées ne peuvent être confondues en une seule que si elles sont dans le plan du réseau ($\alpha = 0$). Considérons ce cas et cherchons à réaliser un système dirigé dans lequel l'émission soit nulle dans la direction opposée à la direction privilégiée. Il en sera ainsi si, pour

$$\alpha = 180° \qquad \text{on a : } F = 0.$$

Puisque :

$$\varphi = 2\pi \frac{d}{\lambda}$$

on aura, pour $\alpha = 180°$:

$$\frac{\varphi}{2} - \pi \frac{d}{\lambda} \cos \alpha = 2\pi \frac{d}{\lambda}.$$

L'amplitude du champ électromagnétique est alors :

$$F_{180°} = E \frac{\sin\left(n \times 2\pi \frac{d}{\lambda}\right)}{\sin 2\pi \frac{d}{\lambda}}$$

Cette expression est nulle si :

$$\sin\left(n \times 2\pi \frac{d}{\lambda}\right) = 0 \qquad \sin 2\pi \frac{d}{\lambda} \neq 0.$$

La deuxième condition exclut les valeurs de $\frac{d}{\lambda}$ pour lesquelles

$$\sin 2\pi \frac{d}{\lambda} = 0$$

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{k}{2}$$

c'est-à-dire telles que la distance de deux antennes successives soit un multiple d'une demi-longueur d'onde.

La première exige que :

$$n \times 2\pi \frac{d}{\lambda} = k\pi$$

$$n = k \frac{\lambda}{2d}.$$

Pourvu que le rapport $\frac{d}{\lambda}$ soit commensurable, on pourra trouver des valeurs de n satisfaisant à cette condition. Pour tous les réseaux ayant ce nombre n d'antennes, déphasées de $2\pi \frac{d}{\lambda}$, il y aura un maximum dans la direction $\alpha = 0$, un zéro dans la direction opposée.

225. **Exemples de diagrammes.** — La figure 225-1 représente les diagrammes d'émission obtenus avec un réseau de cinq antennes distantes de l'une à l'autre de $\frac{2\lambda}{5}$, pour les différences de phase :

$$\varphi = 0, \frac{\pi}{5}, \frac{2\pi}{5}, \frac{3\pi}{5}, \frac{4\pi}{5}.$$

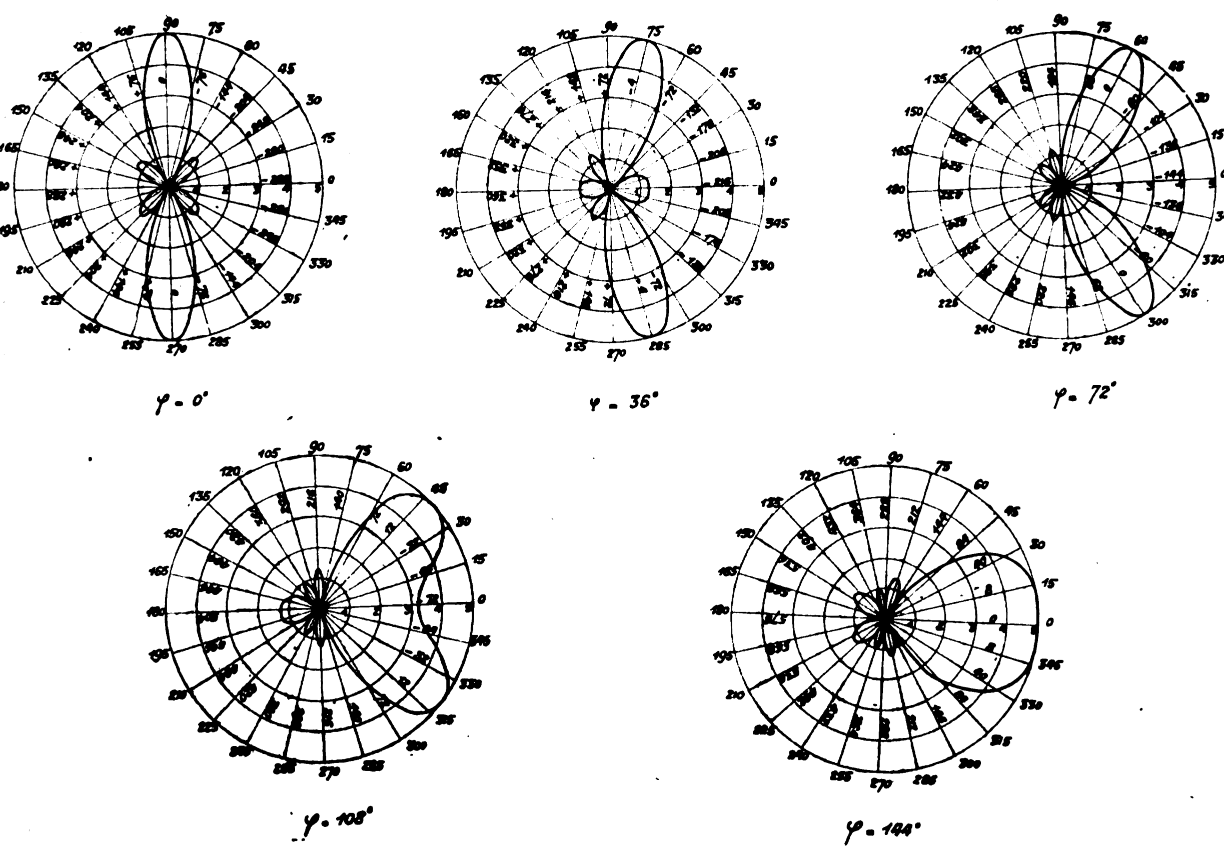


Fig. 225-1. — Diagrammes d'un réseau à six antennes distantes l'une de l'autre de $\frac{2\lambda}{5}$, pour diverses différences de phase φ entre antennes successives.

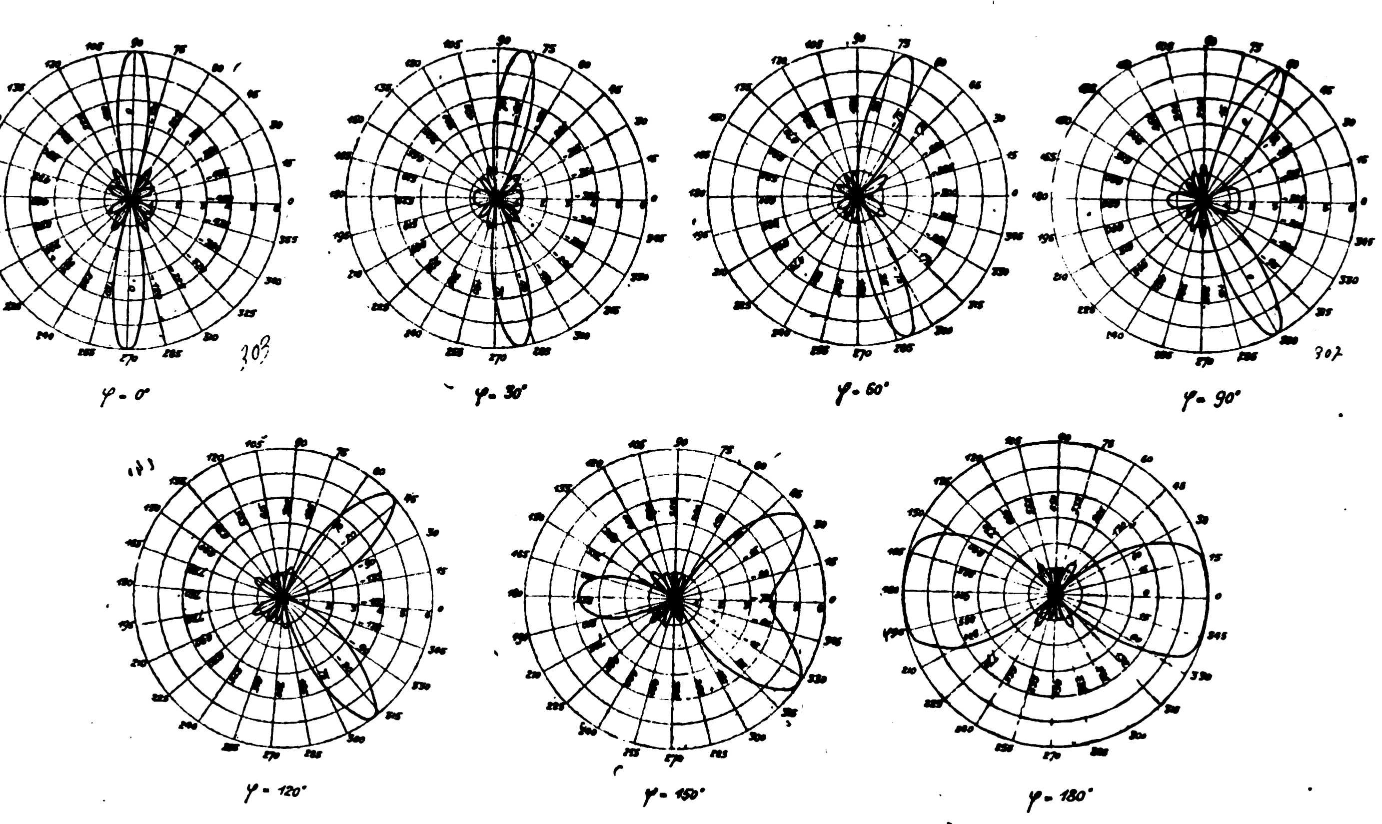


Fig. 225-2. — Diagrammes d'un réseau à six antennes distantes l'une de l'autre de $\frac{\lambda}{2}$, pour diverses différences de phase φ entre antennes successives.

Ainsi qu'il résulte de l'étude qui précède, ces diagrammes présentent les particularités suivantes :

Il n'y a, pour α variant entre 0 et 180 degrés (ou entre 180 et 360 degrés), qu'une seule direction privilégiée.

L'arrangement correspondant à $\varphi = 2\pi \frac{d}{\lambda}$ est unidirectionnel; il n'a qu'une seule direction privilégiée, et l'émission dans la direction opposée est nulle.

La direction privilégiée varie de 90 degrés à 0 degré quand φ varie de 0 à $2\pi \frac{d}{\lambda}$.

Les diagrammes correspondant aux valeurs de φ comprises entre 0 et $-2\pi \frac{d}{\lambda}$ sont symétriques des précédents par rapport à la perpendiculaire au plan du réseau.

La figure 225-2 représente les diagrammes correspondant à un réseau à six antennes espacées d'une demi-longueur d'onde, pour les différences de phase:

$$\varphi = 0, \quad 30, \quad 60, \quad 90, \quad 120, \quad 150, \quad 180 \text{ degrés.}$$

Là encore, il n'y a, entre 0 et 180 degrés (ou entre 180 et 360 degrés), qu'une seule direction privilégiée.

La direction privilégiée varie de 90 degrés à 0 degré quand φ varie de 0 à $2\pi \frac{d}{\lambda}$.

Mais ici, conformément aux conclusions ci-dessus, le diagramme correspondant à $\varphi = 2\pi \frac{d}{\lambda}$ n'est plus unidirectionnel.

L. Bouthillon.



COMPARAISON DE LA DÉTECTION PAR LAMPE ET PAR GALÈNE

Par MM. BERTRAND, CAYREL et MASSELIN

SOMMAIRE. — Après avoir précisé ce qu'il convient d'appeler sensibilité d'un détecteur, les auteurs déterminent la sensibilité relative de la lampe et de la galène. Ils trouvent que la sensibilité de la lampe est très supérieure à celle de la galène pour les réceptions intenses, notablement supérieure pour les réceptions normales et sensiblement égale pour les réceptions correspondant à la limite d'audibilité. La lampe présente de plus l'avantage de pouvoir alimenter plusieurs casques montés en parallèle sans diminution appréciable de l'intensité sonore. Explication de cette double supériorité de la lampe.

M. R. Dubois a publié ici même [1], en 1924, un très important travail intitulé : « Étude expérimentale de quelques procédés de détection des oscillations de haute fréquence. »

Dans cette étude où l'applicabilité du détecteur à l'enregistrement oscillographique était requise, M. Dubois laissait de côté la détection par galène seule et signalait parmi les recherches à faire l'établissement des caractéristiques :

$$I \text{ continu} = f(V \text{ alternatif}),$$

et la détermination de l'influence de la fréquence sur la détection de la galène.

Dans la présente note, nous nous proposons précisément de comparer la valeur du détecteur à galène à celle de la lampe à trois électrodes (détection par courbure-grille).

1. Une première série de mesures a été faite en oscillations entretenues. Un potentiomètre constitué par un fil de maillechort rectiligne d'un mètre de long parcouru par un courant alternatif d'intensité efficace égale à 200 milliampères permettait d'appliquer au détecteur une différence de potentiel efficace variant entre 0 et 1 volt. Un milliampèremètre à cadre monté soit en série avec la galène, soit dans le circuit-plaque de la lampe donnait l'intensité I_m du courant détecté.

Les résultats des mesures sont exprimés par les courbes de la figure 1. La courbe (A) est relative à une lampe ordinaire, la courbe (B) à une lampe à faible consommation, la courbe (C) à une bonne galène. Les ordonnées de cette dernière courbe doivent être multipliées par dix.

(1) *Onde Électrique*, juin 1924, p. 285.

2. On voit que pour la lampe comme pour la galène I_m *est très sensiblement une fonction linéaire de* U_{eff} dans l'intervalle considéré, sauf au voisinage de l'origine où les courbes ont un départ parabolique ainsi que l'exige la théorie générale des détecteurs.

Il convient donc d'ajouter à la phrase de M. Dubois (*Onde Électrique*, juillet 1924, p. 349) :

« Ce point est fondamental, car il en résulte que la détection est

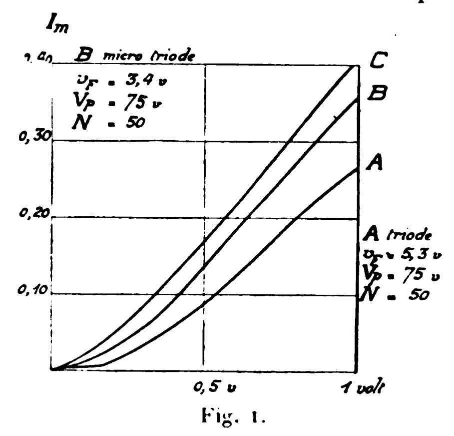


Fig. 1.

pratiquement linéaire pour les petites tensions, car le courant plaque baisse d'une quantité proportionnelle à l'abaissement de la tension moyenne de grille »

la réserve évidente :

« sauf pour les très petites tensions où I_m est proportionnel à U^2. »

Il en résulte que la courbe de la figure 12 de la même page doit partir tangentiellement à l'axe des U et non tangentiellement à l'axe des Δi_p. Ajoutons d'ailleurs que l'échelle utilisée par M. Dubois étant dix fois plus petite que la nôtre, l'inexactitude du départ de la courbe n'a aucune importance pratique.

3. La comparaison des courbes (A) et (B) montre une *nette supériorité de la lampe à faible consommation.* Cette supériorité n'est pas fortuite, car elle est sensiblement la même pour des lampes de marques différentes appartenant à l'un ou à l'autre type. La figure 2 donne les courbes (A) et (B) pour une tension plaque environ deux fois plus faible.

4. La comparaison des courbes (A) et B) relatives à la détection par lampe à la courbe (C) relative à la détection par galène montre que dans l'intervalle considéré *le courant détecté est, pour une même*

tension alternative appliquée, environ dix fois plus grand pour la galène que pour la lampe.

Il faut bien se garder de donner au résultat précédent une portée qu'il n'a pas et d'en déduire, par exemple, que la galène est un détecteur dix fois plus sensible que la lampe.

Nous allons montrer en effet que le quotient $\frac{I_m}{U_{eff}}$ n'a pas le même sens pour la galène et pour la lampe et que, dans le cas de la galène,

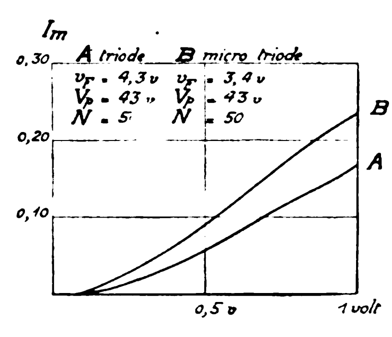


Fig. 2.

il n'est en aucune manière un critérium de la sensibilité du détecteur.

Le problème de l'utilisation d'un détecteur doit être posé dans les termes suivants :

Entre deux points A et B d'un circuit alternatif, on dispose d'une force électromotrice d'amplitude E_1. Le détecteur étant intercalé entre les points A et B, la sensibilité S du détecteur pourra être définie par le rapport $\frac{I_m}{E}$.

On voit immédiatement que la connaissance du rapport $\frac{I_m}{U}$ ne nous renseignera sur la sensibilité du détecteur que si l'on peut confondre la force électromotrice E ou différence de potentiel existant entre les points A et B *avant l'introduction du détecteur* et la différence de potentiel U *existant effectivement entre A et B une fois le détecteur intercalé*. Autrement dit, le détecteur doit fonctionner « en voltmètre ».

Pour qu'il en soit ainsi, il faut que la résistance propre du détecteur soit infiniment grande par rapport à celle du circuit d'utilisation.

Cette condition est grossièrement réalisée pour la lampe dont la résistance de grille est très considérable, et qui, de plus, est rattachée

au circuit d'utilisation par l'intermédiaire du condensateur shunté dont la réactance est très grande.

Mais pour la galène dont la résistance est relativement faible, U sera avec les montages utilisés en T. S. F., une fraction assez faible de E, le courant moyen correspondant sera une fraction assez faible de celui qui correspondrait à $U = E$ et la sensibilité $\frac{I_m}{E}$ sera fortement diminuée.

Il faudra donc pour obtenir la *sensibilité vraie* $\frac{I_m}{E}$ multiplier la *sensibilité apparente* $\frac{I_m}{U}$ déduite de la courbe $I_m = f(U)$ par un certain facteur réducteur $\alpha = \frac{U}{E}$.

Le coefficient α dépendra de la résistance du détecteur, des éléments qui constituent le circuit d'utilisation, et du montage du détecteur par rapport à ce circuit. Il sera d'autant plus petit que la résistance propre du détecteur sera plus faible et tendra vers l'unité quand cette résistance augmentera au delà de toute limite. Un exemple de calcul de α sera donné plus loin.

Nous allons montrer maintenant que dans le cas de la galène la sensibilité vraie et la sensibilité apparente peuvent varier en sens inverses, et que la sensibilité apparente peut être rendue aussi grande que l'on veut, ce qui enlève tout intérêt à sa détermination.

En effet, à U_{eff} constant I_m et par suite $\frac{I_m}{U_{eff}}$ augmentent indéfiniment quand la résistance du contact détecteur et celle de l'appareil de mesure associé [1] diminuent. I_{eff} et l'énergie absorbée par le détecteur $U_{eff} \times I_{eff}$ croissent en même temps au delà de toute limite.

Or, nous venons de voir que la sensibilité vraie est une fraction α de la sensibilité apparente d'autant plus petite que la résistance du système détecteur est plus faible. La diminution de cette résistance a donc sur la sensibilité vraie deux effets contraires : le premier augmente la sensibilité apparente $\frac{I_m}{U_{eff}}$, le second diminue α. Nous verrons plus loin qu'*avec les montages utilisés en T. S. F.*, c'est la seconde influence qui l'emporte et que les points les plus sensibles sont les plus légers, donc les plus résistants.

Des résultats exprimés par les courbes de la figure 1, il ne faut

[1] Cayrel. *C. R.*, t. 179, 1924, p. 259 et Procès-verbaux de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux, 1925-1926.

donc retenir du point de vue de la comparaison de la lampe avec la galène que la conclusion suivante :

Tandis que pour une même valeur de U_{eff}, le courant détecté par la lampe est limité à une valeur assez faible en raison de la valeur élevée de la résistance de plaque, le courant détecté par la galène peut, au contraire, être rendu aussi grand qu'on veut à la condition de donner au système détecteur appareil de mesure une résistance assez faible.

Le quotient $\frac{I_m}{U_{eff}}$ donnera pour la lampe une valeur approchée de la sensibilité vraie $\frac{I_m}{E_{eff}}$, mais pour la galène il ne donnera aucun renseignement sur cette dernière grandeur et pourra, dans certains cas, varier en sens inverse de $\frac{I_m}{E_{eff}}$ par rapport à certains paramètres (en particulier la résistance du système détecteur).

5. Les courbes des figures 1 et 2 correspondent à des mesures faites en basse fréquence ($N = 50$). En substituant au courant du secteur celui d'une hétérodyne, nous avons obtenu, en descendant jusqu'à $\lambda = 900$ m, des courbes qui, aux erreurs d'expérience près, se confondaient avec les précédentes. A l'égard de la galène, ce résultat confirme un travail antérieur de l'un de nous qui montrait une indépendance remarquable de la détection de la galène et du perikon vis-à-vis de la fréquence du courant [1].

6. La méthode employée plus haut ne pouvant rien donner relativement à la comparaison des sensibilités vraies de la lampe et de la galène, nous avons fait une deuxième série d'expériences en comparant les deux détecteurs, non plus à différence de potentiel constante, mais à force électromotrice constante et en nous plaçant très exactement dans les conditions où ces détecteurs sont utilisés dans la pratique de la T. S. F.

Un générateur local d'oscillations amorties (contrôleur de la T. M.) agissait par l'intermédiaire d'un circuit apériodique sur le circuit oscillant de réception composé d'une self et d'un condensateur réglables. Aux bornes de ce condensateur on pouvait brancher instantanément à l'aide d'un commutateur soit le détecteur à lampe, soit le détecteur à galène. Un second commutateur permettait

(1) Cayrel. Procès-verbaux de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux, 1924-1925.

d'intercaler le casque téléphonique tantôt dans le circuit plaque de lampe, tantôt en série avec le détecteur à galène. Dans ce dernier cas, le casque était shunté suivant la formule classique par un condensateur de quelques millièmes de microfarad.

Le couplage du contrôleur avec le circuit apériodique intermédiaire était réalisé à l'aide de la bobine extérieure du contrôleur. L'index lié à la bobine rotative donnait sur une graduation en degrés l'angle φ de l'axe de la bobine mobile avec le plan de la bobine fixe, *en sorte que les forces électromotrices transmises par le circuit apériodique au circuit de réception étaient proportionnelles à* sin φ. Le couplage du circuit apériodique avec le circuit oscillant était également réglable. L'un et l'autre couplage étaient toujours très faibles de façon à éviter toute réaction importante entre les différents circuits.

La marche d'une expérience était la suivante : le couplage du contrôleur avec le circuit apériodique étant maximum ($\varphi = 90°$) et le circuit oscillant étant accordé sur le contrôleur, on recherchait « sur galène » un point de grande sensibilité, et en couplant plus ou moins le circuit apériodique avec le circuit oscillant, on donnait au son perçu dans les téléphones l'intensité voulue. On rectifiait en cas de besoin l'accord du circuit oscillant sur le contrôleur et on passait rapidement « sur lampe ». En général, l'intensité du son augmentait notablement. On cherchait alors par tâtonnements, en diminuant le couplage du contrôleur avec le circuit intermédiaire, à ramener le son à la même intensité que « sur galène ».

Soient respectivement E_G et E_L les amplitudes des forces électromotrices induites par le circuit intermédiaire dans le circuit oscillant dans le cas de la détection par galène et dans le cas de la détection par lampe. Soit φ l'angle de couplage correspondant à l'égalité des intensités sonores.

On a :

$$\frac{E_L}{E_G} = \frac{\sin \varphi}{1}.$$

Le rapport $\frac{E_L}{E_G}$ représente la sensibilité relative σ de la galène par rapport à la lampe. Par exemple, dans le cas de $\varphi = 30°$ on a $\sin \varphi = \frac{1}{2}$. Nous dirons que la galène est deux fois moins sensible que la lampe, ce qui, d'après notre définition de la sensibilité relative, signifie qu'il faut faire agir sur le circuit oscillant une force électromotrice d'amplitude double pour entendre « sur galène » avec la même intensité que « sur lampe ».

On trouvera dans le tableau ci-dessous quelques déterminations de σ pour des intensités sonores d'ordres différents et pour différentes longueurs d'onde.

λ_m	φ°	$\sigma = \sin \varphi$		Lampe utilisée
1000	20°	0,34	fort	Microtriode.
1000	45°	0,71	faible	$V = 3{,}6$ v.
6000	30°	0,50	fort	$V = 85$ v.
6000	70°	0,94	faible	
6000	40°	0,64	moyen	
1000	30°	0,5	fort	Triode.
1000	90°	1	faible	$V_f = 4{,}2$ v.
6000	30°	0,5	fort	$V_p = 85$ v.
6000	90°	1	faible	
6000	40°	0,64	moyen	

La variation de la sensibilité relative avec l'intensité sonore est capitale. *Tandis que pour des sons intenses la sensibilité de la lampe est plus de deux fois plus grande que celle de la galène, les sensibilités des deux détecteurs deviennent à peu près égales pour des sons évanouissants.* Les désignations de l'intensité sonore « forte », « moyenne », « faible » ne correspondent évidemment à rien de précis, mais seulement à des ordres de grandeur, ce qui d'ailleurs est complètement suffisant pour comparer la valeur pratique des deux détecteurs dans les conditions d'une réception normale (intensité moyenne) et de part et d'autre. Toutefois, en raison du repérage qualitatif de l'intensité sonore, on ne peut déduire du tableau précédent aucune conclusion concernant les variations de la sensibilité relative avec la longueur d'onde. Celle-ci figure à titre de simple indication.

La supériorité des lampes à faible consommation sur les lampes ordinaires manifestée par les courbes A et B des figures 1 et 2 est également très nette au téléphone.

7. Contrairement à ce qui a lieu lorsqu'on maintient aux bornes du détecteur à galène une différence de potentiel d'amplitude constante, quand le détecteur est monté en dérivation sur le condensateur de résonance on a intérêt à donner au contact détecteur une résistance aussi élevée que possible (chercheur très fin appuyant très légèrement sur le cristal). *Il faut évidemment augmenter en même temps la résistance des téléphones associés à la galène.*

Nous avons donné plus haut la raison de ce fait : le rapport $\alpha = \frac{U}{E}$ est maximum et égal à 1 quand la résistance du détecteur est infinie.

Or, avec le montage utilisé en T. S. F. la diminution de U par rapport à E due à la dérivation constituée par le détecteur aux bornes du condensateur de résonance est particulièrement grande même quand la résistance du détecteur est assez élevée.

Le calcul (¹) appliqué à un circuit en résonance siège d'oscillations entretenues montre en effet qu'en shuntant le condensateur de résonance par une résistance ρ et en modifiant la self L du circuit oscillant de façon à obtenir le courant maximum, on fait baisser l'amplitude E de la différence de potentiel qui existait avant le shunt aux bornes de ce condensateur à la valeur :

$$V = E \times \sqrt{\frac{\rho^2}{\rho^2 + \frac{1}{C^2 \omega^2}}} \times \frac{1}{1 + \frac{\rho}{R} \sin^2 \psi}$$

avec $\cot g\, \psi = \rho\, C\, \omega$.

C désignant la capacité du condensateur de résonance, ω la pulsation du courant, et R la résistance de la bobine de self du circuit oscillant.

Par exemple pour $R = 10$ ohms et $\frac{1}{C\omega} = 1.000$ ohms on trouve :

$\frac{U}{E} = \frac{10}{11}$ . . . . pour $\rho = 10^6$ ohms

$\frac{U}{E} = \frac{1}{2}$ . . . . pour $\rho = 10^5$ ohms

$\frac{U}{E} = \frac{1}{10,9}$ . . . . pour $\rho = 10^4$ ohms

$\frac{U}{E} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{1}{51}$ . . . . pour $\rho = 10^3$ ohms

Les résultats précédents nous montrent que le shunt du condensateur de résonance, même par des résistances élevées, entraîne une baisse considérable de la différence de potentiel aux bornes. (Pour un shunt de 100.000 ohms on a déjà une baisse de moitié dans l'exemple choisi.)

Avec les oscillations amorties la diminution de $\frac{U}{E}$ par effet shunt

(¹) Cayrel, loc. cit.

est vraisemblablement moins rapide, les résonances étant moins aiguës, mais l'ordre de grandeur doit rester le même.

Ainsi s'expliquent d'une part la supériorité de la lampe sur la galène, d'autre part le fait qu'avec la galène les points les plus sensibles sont les plus légers, donc les plus résistants.

8. Nous signalerons enfin un avantage de la lampe à trois électrodes sur la galène, qui dans bien des cas n'est pas négligeable.

Tandis qu'avec la galène l'intensité du son décroît très vite quand on monte plusieurs casques en parallèle, avec la lampe au contraire l'affaiblissement est relativement très petit, car à mesure qu'on multiplie le nombre des casques l'impédance résultante diminue et comme celle-ci est du même ordre de grandeur que la résistance intérieure de la lampe, la partie variable du courant plaque augmente fortement et le courant dans chaque casque diminue très peu. Nous avons pu évaluer à plus de dix le nombre de casques de 4.000 ohms que la lampe peut alimenter (dans le cas d'une réception forte) en donnant dans chacun d'eux une intensité sonore égale à celle que l'on obtenait « sur galène » avec un seul casque.

BERTRAND, CAYREL et MASSELIN.



ALIMENTATION DES RÉCEPTEURS RADIOTÉLÉPHONIQUES PAR COURANT ALTERNATIF

Par H. NIOGRET

SOMMAIRE. — Les propriétés du montage spécial utilisé sont d'abord exposées. En employant deux lampes par étage, il est possible d'annuler les effets indésirables (ronflements, déformations) que provoquent ordinairement :

a) L'emploi du courant alternatif pour l'alimentation des filaments des lampes ;

b) L'utilisation d'un générateur de plaque à tension variable.

Un poste de réception à cinq lampes (quatre étages) est ensuite décrit. (Pour les étages, haute et basse fréquence, l'une des lampes du montage a pu être remplacée par une résistance.) Ce poste est équipé avec des lampes ordinaires. Aucun filtre n'est employé. La réaction se fait à l'aide d'un couplage par capacité.

I. — EXPOSÉ GÉNÉRAL

La combinaison qui fait l'objet de cette étude comporte, en principe, deux lampes à trois électrodes dont les espaces filament-plaque sont placés en série. Cette combinaison peut être substituée à la lampe à trois électrodes dans toutes ses applications usuelles. Elle permet l'emploi de générateurs de plaque à tension variable et, dans certains cas, l'alimentation des filaments par courant alternatif [1].

1. **Fonctionnement de la combinaison étudiée.** — La figure 1 est un schéma de principe. Pour simplifier l'exposition on supposera que les deux lampes (1) et (2) ont mêmes caractéristiques, et que leurs filaments sont alimentés par courant continu.

Les sens positifs adoptés pour les courants et les forces électromotrices sont ceux indiqués par les flèches.

Soient :

u_1 et u_2 les tensions grille-filament (négatif du filament) des lampes (1) et (2).

j_1 et j_2 les courants plaque-filament des lampes (1) et (2).

[1] Combinaison brevetée en France sous le n° 582.843.

v_1 et v_2 les différences de potentiel entre plaque et filament des lampes (1) et (2).

$2E$ et $2r$ la force électromotrice et la résistance d'un régénérateur composé de deux parties identiques agissant l'une dans

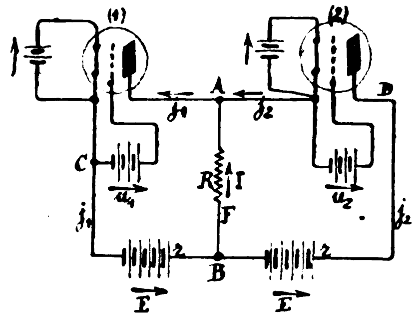


Fig. 1.

le circuit plaque-filament A C B, l'autre dans le circuit plaque-filament A D B.

R la résistance de la dérivation A F B.

I le courant dans la dérivation A F B.

Si l'on considère (fig. 2) l'ensemble des caractéristiques de courant plaque-filament en fonction de la tension grille, pour différentes tensions plaque-filament $v = v'$, $v = v''$.... etc., on sait que, dans une

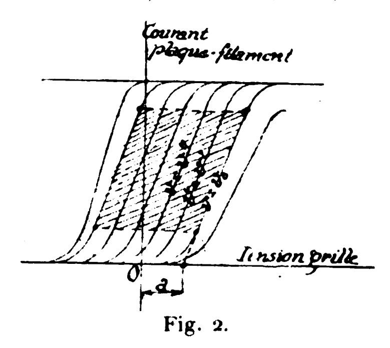


Fig. 2.

certaine région (la région hachurée de la figure 2), le faisceau des caractéristiques peut être assimilé au faisceau de droites parallèles.

(1) $$j = k_1 (u - a) + k_2 (v - v_0)$$

k_1 et k_2 étant des constantes qui peuvent d'ailleurs s'exprimer en fonction des paramètres caractéristiques de la lampe :

ρ résistance intérieure ;

k facteur d'amplification en volts.

Si l'on remplace dans la formule (1), k_1 et k_2 par leur valeur en fonction de ces paramètres communément employés on obtient :

(2) $$j = k\frac{(u-a)}{\rho} + \frac{v - v_0}{\rho}$$

Cette relation permet de calculer I.

Les équations de base sont :

$$\begin{cases} I = j_1 - j_2 \\ j_1 = k\frac{(u_1 - a)}{\rho} + \frac{E - rj_1 - RI - v_0}{\rho} \\ j_2 = k\frac{(u_2 - a)}{\rho} + \frac{E - rj_2 + RI - v_0}{\rho} \end{cases}$$

On en tire :

$$\left(1 + \frac{r}{\rho}\right) I = \frac{k(u_1 - u_2)}{\rho} - \frac{2RI}{\rho}$$

d'où :

(3) $$I = \frac{k(u_1 - u_2)}{\rho + r + 2R}.$$

Ainsi I est indépendant de la tension E. Cette dernière pourra donc être variable, pourvu que le point de fonctionnement reste dans la région où la formule (1) peut être appliquée.

La valeur du courant I est, au facteur $\frac{\rho}{\rho + r + 2R}$. près, identique à celle du courant plaque-filament d'une lampe fonctionnant dans la région où la caractéristique est rectiligne, dont la tension plaque serait v_0 constante, et la tension grille $a + u_1 - u_2$.

On voit que ce système de deux lampes accouplées à tension plaque variable pourra remplacer la lampe à tension plaque constante dans toutes ses applications basées sur un fonctionnement à tension plaque constante, dans la région rectiligne de la caractéristique plaque. Il pourra notamment être employé comme amplificateur et comme détecteur à fonctionnement basé sur la courbure de la caractéristique grille.

Il pourra d'ailleurs aussi remplacer la lampe à trois électrodes dans les applications où interviennent, dans le circuit plaque, outre une source à force électromotrice constante, d'autres forces électromotrices variables: amplificateurs à résonance, oscillateurs. Si, en effet, on suppose que dans les portions de circuit ACB, ADB, AFB, existent respectivement les forces électromotrices supplémentaires e_1, e_2, e_3 positives, la valeur de I devient :

$$I = \frac{k(u_1 - u_2) + e_1 - e_2 + 2e_3}{\rho + r + 2R}$$

I reste donc indépendant de E et sa valeur est identique au facteur constant $\frac{\rho}{\rho+r+2R}$ près à celle du courant plaque-filament dans une lampe dont le circuit plaque serait alimenté par une source à tension constante v_0, circuit plaque dans lequel existerait une force électromotrice supplémentaire $e_1 - e_2 + 2e_3$, la tension grille filament étant $a + u_1 - u_2$.

Lorsque le système de deux lampes sera générateur d'oscillations, le point de fonctionnement ne pourra évidemment pas se cantonner dans la région des caractéristiques rectilignes. Néanmoins, les perturbations causées par E variable pourront être de moindre importance que dans un oscillateur ordinaire où E présenterait les mêmes variations. On peut d'ailleurs facilement mettre en évidence que lorsque R est infiniment grand, la différence de potentiel entre A et B reste indépendante de E, quelle que soit la forme des caractéristiques plaque, pourvu que le point de fonctionnement reste dans la région où les caractéristiques peuvent se déduire les unes des autres par une translation parallèle à l'axe des tensions grilles, translation d'étendue proportionnelle à la différence entre la tension plaque de la caractéristique considérée et celle d'une des caractéristiques limitant la région. La différence de potentiel entre A et B, indépendante de E lorsque R est infini, sera encore approximativement indépendante de E lorsque la résistance ou l'impédance de AFB sera grande. On pourra donc réaliser des oscillateurs à fonctionnement satisfaisant.

2. Remplacement de l'une des lampes du système par une résistance. — Si pour l'une des lampes on avait :

$$k(u-a) = v_0 \tag{4}$$

j aurait alors pour valeur (formule 2), $\frac{v}{\rho}$. Une résistance égale à ρ peut ainsi remplacer l'une des lampes — soit la lampe (2). La relation (4) permet de calculer u_2 à intervenir dans la valeur de I :

$$u_2 = \frac{v_0}{k} + a \tag{5}$$

I devient, d'après la formule (3) :

$$I = \frac{k\left(u_1 - \frac{v_0}{k} - a\right)}{\rho + r + 2R}$$

$$I = \frac{k(u_1 - a) - v_0}{\rho + r + 2R}$$

Il faut remarquer que si la résistance de la lampe (2) (ou la résistance qui remplace la lampe (2)) est égale à $m\rho$ au lieu de ρ, m étant une constante, I peut rester indépendante de E. Il suffit pou cela que la force électromotrice agissant entre B et D (fig. 1) soit égale à mE au lieu de E.

3. **Utilisation du courant alternatif pour l'alimentation des filaments.** — Cette utilisation est possible, en général, sans modification au schéma (fig. 1), (si la température du filament varie suffisamment peu).

Les potentiels des points A et C ne seront plus ceux des négatifs des filaments, mais ils en différeront de quantités égales : la différence $u_1 - u_2$ n'en sera pas affectée. De même, dans les circuits filaments-plaques, des tensions égales s'ajouteront à E, et le courant I sera indépendant de ces tensions supplémentaires, comme il l'était de E.

4. **Réduction des effets parasites indésirables.** — Dans tous les cas où circulent seulement, dans les tronçons tels que AFB (fig. 1), des courants à valeur moyenne nulle et à grandes fréquences (devant celles des courants alimentant les filaments et devant celles des variations de la tension des générateurs de plaques), il sera avantageux d'intercaler dans ces tronçons un condensateur de capacité déterminée : telle que la réactance de ce condensateur soit grande pour les courants parasites, mais reste négligeable pour les courants à utiliser.

5. **Observation générale.** — L'exposé ci-dessus est schématique. Mais ses conclusions peuvent facilement être étendues aux cas de circuits plus complèxes (comportant par exemple : capacité, self-induction...).

II. — RÉALISATION D'UN POSTE RADIOPHONIQUE ALIMENTÉ PAR COURANT ALTERNATIF

Nous avons réalisé, suivant les directives exposées ci-dessus, un poste de construction simple entièrement alimenté par le réseau alternatif. Ce poste donne des résultats comparables à ceux des bons postes ordinaires à quatre lampes du commerce.

Il comporte (fig. 3) :

Deux étages d'amplification haute fréquence à réaction constitués par deux groupes lampe-résistance;

Un étage de détection par deux lampes accouplées;

Un étage d'amplification basse fréquence constitué par un groupe lampe résistance.

Il utilise des lampes françaises ordinaires du type dit de la télégraphie militaire (intensité dans le filament 0^a,7 environ) et a été expérimenté sur un réseau de fréquence 50.

1. **Alimentation des filaments.** — Elle est effectuée directement par transformateurs. Des rhéostats sont placés en série avec les filaments. Aux bornes de ces derniers sont connectées des résis-

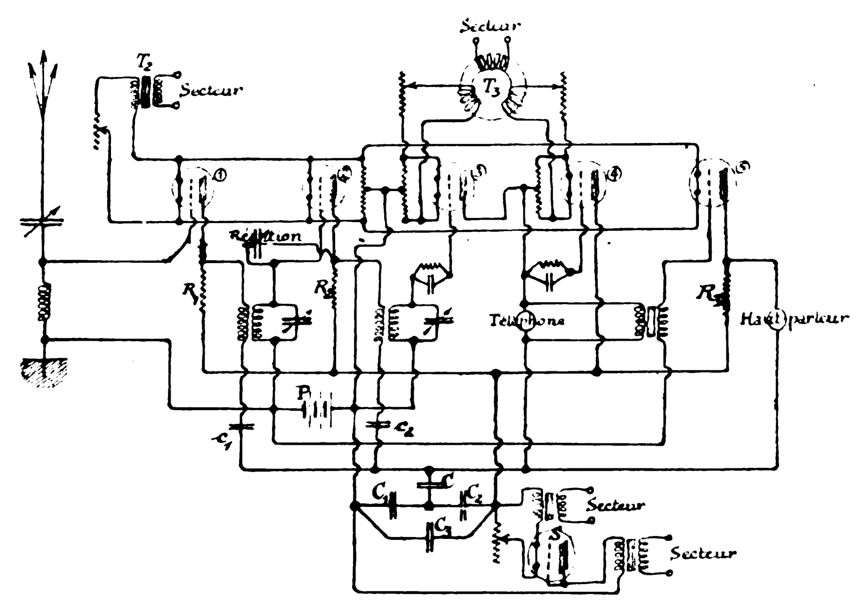


Fig. 3.

tances d'une centaine d'ohms. C'est au « point milieu » de ces résistances que sont reliées grilles et plaques (dispositif connu).

2. **Générateur de plaque.** — Le générateur que réclame le schéma (fig. 1) doit comporter deux moitiés identiques. On voit sur la figure 3 comment un générateur équivalent a été réalisé. Les deux capacités C_1 et C_2 ont une valeur telle que leur réactance soit négligeable pour les courants utiles ayant la fréquence la plus basse (des condensateurs de 2 microfarads conviennent).

Le redresseur S est une lampe ordinaire d'émission (dite de 40-45 watts, courant de saturation 100 milliampères). La grille et la plaque de cette lampe sont connectées ensemble.

Le transformateur T_1 dont la tension efficace est 200 volts suffit pour alimenter les circuits plaque-filament (intensité moyenne totale 8 milliampères).

Les condensateurs C_1, C_2, C_3 utilisés, équivalent à une capacité de 3 microfarads aux bornes du générateur de plaque.

C a une capacité de 2 microfarads.

3. **Constitution du poste proprement dit. Observations générales.** — Dans notre désir de simplification, nous avons voulu employer, partout où cela était possible, la combinaison lampe-résistance, et non la combinaison deux lampes accouplées.

Ceci fut possible pour les deux étages haute-fréquence pour lesquels nous nous sommes gardé d'employer la disposition ordinaire des amplificateurs à résistances; il est connu, en effet, que la présence d'une impédance notable dans le circuit grille-filament est une cause de ronflements. Nous avons donc utilisé le montage dit par transformateurs haute fréquence accordés.

Pour l'amplification basse fréquence, il n'était guère possible de rendre négligeable l'impédance du circuit grille-filament. Nous avons cependant pu utiliser, malgré son imperfection, la combinaison lampe résistance, car nous nous proposions de nous servir de l'amplification basse fréquence seulement pour les auditions en haut-parleur. Dans ces conditions, le ronflement causé par l'impédance du secondaire du transformateur de liaison est absolument négligeable.

Une pile P de lampe de poche de $4^v,5$ « polarise » négativement les grilles des deux lampes haute fréquence et de la lampe basse fréquence. Cette pile augmente la sensibilité du poste et réduit une des causes de distorsion. De plus, elle est utile à un autre point de vue. Les résistances R_1, R_2, R_3, égales chacune à la résistance intérieure des lampes, soit environ 30000 ohms, sont équivalentes, d'après la formule (5), à des lampes dont la tension grille-filament serait environ $+4$ volts. Par suite, grâce à la pile, la tension grille moyenne de chacun des ensembles lampe résistance se trouve être ramenée à une valeur voisine de zéro. Or, comme il est dit ci-après, la tension moyenne grille-filament de l'ensemble détecteur est, elle aussi, voisine de zéro. De ce fait, la tension du générateur plaque qui convient pour les ensembles haute fréquence et basse fréquence convient aussi pour l'ensemble détecteur. (La pile de grille ne débite pas, et se conserve en bon état dans le poste aussi longtemps qu'elle se conserve en magasin.)

Pour la détection, nous ne pouvions utiliser la courbure de la

caractéristique plaque, notre générateur de plaque ne donnant pas une tension constante. Nous avons donc employé le montage dit « du condensateur shunte » (utilisation de la courbure de la caractéristique grille). Pour permettre l'écoute au casque, nous avons dû réaliser la détection par deux lampes accouplées. Il est à remarquer que le filament de la lampe (4) (fig. 3) se trouve relié par l'intermédiaire de la résistance point milieu à la plaque de la troisième lampe. A cause des variations à haute fréquence du potentiel de cette plaque, pour éviter la dérivation de courants haute fréquence (les réseaux de distribution ayant ordinairement un point relié à la terre), il est bon d'utiliser un transformateur T_3 spécialement établi (ne présentant qu'une faible capacité entre primaire et secondaire).

Couplages parasites. Réaction. — Il faut remarquer que le potentiel des plaques des lampes suit les variations du potentiel des grilles correspondantes. Aussi, les couplages parasites par capacité ont une grande importance. Il y a lieu de les éviter soigneusement. C'est d'ailleurs un couplage par capacité entre la grille et la plaque de la lampe (2) que nous avons jugé avantageux d'utiliser pour réaliser la réaction. Lorsqu'on manœuvre le condensateur de couplage, on est ordinairement averti par un ronflement dans le téléphone de l'amorçage des oscillations haute fréquence.

Ceci ne signifie d'ailleurs pas que le système ne puisse se prêter à la réalisation de postes émetteurs; les notes musicales obtenues par interférence avec les « ondes porteuses » de radiophonie sont très pures.

Réduction des courants parasites basse fréquence. — Il faut éviter avec soin toute action perturbatrice des circuits parcourus par des courants variables à basse fréquence (tels les circuits d'alimentation des filaments), et se garder aussi de l'action des flux de fuite des transformateurs d'alimentation. Les condensateurs c_1 et c_2 de $\frac{2}{1\,000}$ de μf, dont la réactance est notable pour les fréquences basses, concourent d'ailleurs à la réduction des courants gênants.

Résistances fixes. Lampes détectrices. — Les résistances fixes doivent être absolument constantes. Les résistances obtenues par « ionoplastie » et soigneusement « vieillies » sont à recommander (L. Houllevigne, *Technique moderne* du 15 juin 1924). Les éléments de détection (condensateurs shuntés-résistances) doivent avoir les mêmes valeurs pour les deux lampes accouplées. Ces dernières

doivent être bien identiques, mais on peut être assuré de pouvoir choisir, parmi les cinq lampes que comporte le poste, deux lampes donnant satisfaction.

4. **Résultats obtenus.** -- Un poste construit selon le système qui fait l'objet de cette note a fonctionné de façon satisfaisante sur un réseau à 50 périodes. Sa sensibilité est celle d'un bon poste à quatre lampes ordinaire.

Le système semble pouvoir être utilisé pour les plus petites ondes (nous l'avons expérimenté de 280 mètres à 2600 mètres).

H. Niogret.

NOTE SUR UN « SYSTÈME DE COMMUNICATION ÉLECTRIQUE SECRÈTE »

proposé par M. Jean Jammet (1)

Par P. VINCENT

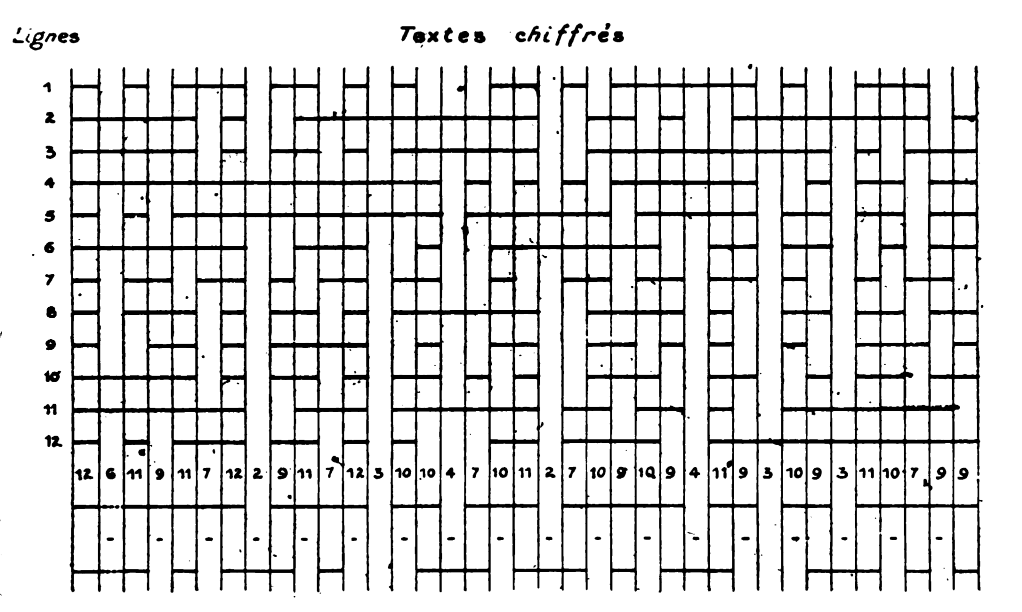
Sous-directeur de la Société anonyme internationale de T. S. F.

Le système proposé par M. Jammet paraît à première vue fort attrayant. Cependant, il n'assure le secret des correspondances qu'à la condition que la clef utilisée ne serve que pour un nombre très restreint de transmissions. Moyennant cette condition, d'autres méthodes de chiffrage procurent un secret équivalent. Nous nous proposons de montrer ci-dessous que si la même clef est utilisée pour une douzaine de messages, leur déchiffrement est non seulement aisé, mais ne nécessite qu'un simple travail de tabulation.

Considérons comme télégrammes à chiffrer le début des douze premières lignes de l'article précité et adoptons comme clef les lettres C Q D. Procédons au chiffrage suivant la méthode indiquée. Nous obtenons les douze textes représentés dans la figure. Indiquons sous chaque colonne verticale d'une largeur correspondant à un point, le nombre de télégrammes où figure un élément de signal. Sous chaque nombre obtenu, traçons une barre dans le cas où ce nombre dépasse 6 et laissons en blanc les intervalles correspondant à des nombres inférieurs à 6. Dans toutes les colonnes paires (marquées d'un point), remplaçons les barres obtenues par des blancs

(1) Voir *Onde Électrique*, n° 56, août 1926, pp. 365-377.

et inversement : nous retrouvons les signaux Morse correspondant à la clef CQD. Le second élément de signal seul ne peut, suivant la théorie, être déterminé par cette méthode. Un moment de réflexion montrera pourquoi cette simple « recette » donne un résultat aussi impeccable. Remarquons du reste que l'examen des quatre premiers télégrammes aurait déjà permis, après quelques tâtonnements, de



découvrir la clef. On voit donc qu'il ne s'agit pas, à proprement parler, d'une application de la loi des grands nombres, la solution correcte se dessinant très rapidement.

On peut évidemment chercher à augmenter le secret en déplaçant la clef pour chaque chiffrement, mais cette méthode qui revient à utiliser une double clef est considérablement plus compliquée que celle qui a été proposée.

On pourrait aussi songer à modifier les règles de l'alphabet Morse. Mais nous n'affirmons pas que moyennant cette précaution tout déchiffrement deviendra impossible.

P. Vincent.



SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Les séances de la Société des Amis de la T. S. F. pour l'année 1926-1927 auront lieu le **deuxième mardi** (au lieu du mercredi comme les années précédentes) de chaque mois, sauf pour le mois de mars (3e mardi), soit en définitive aux dates ci-après :

9 novembre 1926.
14 décembre 1926.
11 janvier 1927.
8 février 1927.
15 mars 1927.
12 avril 1927.
10 mai 1927.
14 juin 1927.
12 juillet 1927.

Réunion du mardi 9 novembre 1926.

Communication de M. Deloraine

Téléphonie transatlantique. La station transmettrice du Post-Office britannique à Rugby.

Un circuit téléphonique expérimental relie New-York à Londres. Il comprend, en plus des lignes téléphoniques et des stations de réception, deux stations puissantes d'émission. Le conférencier a décrit celle de Rugby en Angleterre en insistant sur l'étude des principes qui ont permis de réaliser la transmission sur une seule bande avec une puissance de plus de 100 kilowatts dans l'antenne. — Projections.

Réunion du mardi 14 décembre 1926.

Communication de M. Clavier

Les amplificatenrs de puissance sans distorsion.

Établissement de formules permettant la prédétermination rapide des conditions de fonctionnement des amplificateurs de puissance sans distorsion et en particulier de la résistance apparente à introduire dans leur circuit de débit. Application à l'adaptation des lampes modulatrices dans le cas de la modulation par contrôle d'anode des postes émetteurs radiotéléphoniques.

Communication de de M. R. Mesny

Faisceaux électromagnétiques et antennes en grecque.

Principe de la réalisation des faisceaux par rideaux d'antennes. — Faisceaux transversaux et longitudinaux. — Acuité des faisceaux. — Disposition optima. — Réalisation au moyen d'antennes en grecque. — Résultats expérimentaux. — Projections.



CONTRIBUTION A LA RÉALISATION D'UN ÉTALON DE FAIBLE CAPACITÉ

MESURE DES CAPACITÉS EN HAUTE FRÉQUENCE

Par François BEDEAU

Agrégé de l'Université, docteur ès sciences.

INTRODUCTION

1. Le très grand développement de la radiotélégraphie pendant ces dernières années a nécessité la construction d'un nombre considérable de condensateurs de capacités généralement faibles, 3 à 0,5 10^{-3} microfarads par exemple, et des foules d'applications nécessitent la mesure de capacités de l'ordre de quelques centimètres.

D'autre part, la facilité avec laquelle on peut produire des ondes entretenues au moyen de la lampe à trois électrodes, a permis d'imaginer des méthodes de mesure nombreuses et d'une extrême sensibilité.

Les méthodes utilisées récemment peuvent se ramener à quelques types que nous rappellerons brièvement.

2. **Utilisation du pont de Wheatstone.** — Cette méthode, dont la mise au point pour la mesure des résistances en courant continu ne paraît pas avoir présenté de difficultés, nécessite au contraire en courant alternatif, surtout aux hautes fréquences, un grand nombre de précautions.

Ce n'est même que depuis très peu de temps qu'il semble que l'on soit en possession d'une méthode vraiment correcte ; c'est cette difficulté de mise au point d'un principe très simple, qui explique le nombre considérable de travaux effectués sur ce sujet. C'est ainsi que successivement on a utilisé les ponts de de Sauty, de Nernst, de Maxwell ; des perfectionnements furent imaginés par Hertwig (1), par Joachim (2), par King et Patrick (3), etc.

La méthode est extrêmement sensible. « Si l'on cherche à réaliser des mesures différentielles, c'est-à-dire à considérer non plus des

(1) Hertwig, *Ann. der Phys.*, 1913, p. 1099.
(2) Joachim, *Ann. der Phys.*, 1919, p. 570.
(3) King et Patrick, *Journ. Amer. ch. Soc.*, 1921, p. 825.

valeurs absolues, mais les différences entre deux quantités, on arrive alors à une perfection extrême; on peut avec certitude mesurer à 5, 10^{-6} près la différence de capacité de deux fils d'un même câble, ces capacités étant de l'ordre de 0,1 μ F. » (L. Cahen et J. Carvallo) (1).

Mais cette sensibilité est tout à fait illusoire si on ne prend les nombreuses précautions sur lesquelles MM. Cahen et Carvallo ont insisté.

Je signalerai encore qu'aujourd'hui on utilise toujours une triode pour produire le courant alternatif; on peut ainsi obtenir du courant bien sinusoïdal à la condition d'intercaler un filtre entre le circuit du générateur et le circuit d'utilisation.

En résumé, la méthode de Wheatstone peut être sensible et précise, si les résistances ne comportent ni selfs ni capacités (les bobines sont enroulées suivant les dispositifs de Ayrton et Mather). Il faut enfin utiliser l'artifice de Wagner (2) permettant de mettre automatiquement le téléphone à la terre.

Cette méthode du pont de Wheatstone a été utilisée par Bädeker (3) et Tangl (4) pour la détermination des pouvoirs inducteurs spécifiques des gaz et des vapeurs. Plus récemment M. Errera (5) a mesuré de la même façon les constantes diélectriques des solutions colloïdales. La source comportait une triode, la longueur d'onde utilisée était $\lambda = 440$ m, enfin la réception se faisait par tikker et téléphone.

3. **Pont de Carey-Foster** (6). — C'est la méthode en faveur aujourd'hui au « National physical laboratory ». Le schéma du principe est celui représenté sur la figure 1.

Désignons par C la capacité, par M le coefficient d'induction mutuelle, par S, P et R les résistances des branches BD, AB et AD, par L la self de la branche AB.

On démontre que $C = \frac{M}{PR}$ et que $S = R\,\frac{L-M}{M}$.

La méthode donne donc la capacité C et aussi la résistance S (7).

Si l'on veut C en valeur absolue, il faut connaître, non seulement les résultantes P et R, mais encore le coefficient d'induction mutuelle M.

(1) Cahen et Carvallo, *Journ. des Phys.*, avril 1924, p. 113.
(2) Wa.ner, *Electrotechnische Zeits* , 1911, p. 1001.
(3) Bädeker, *Zeits. f. phys. chem.*, 36, 1901.
(4) Tangl, *Ann. der Phys.*, t 23, p. 554, 1907.
(5) Errera, *Journ. des Phys.*, 1922, p. 401 et juillet 1923, p. 225.
(6) Carey-Foster, *Philosophical Magazine*, 1887, p. 121.
(7) En fait la self L est l'étalon principal, la formule donne M en fonction de R et S et par suite C.

La méthode n'est correcte qu'à la condition de mettre automatiquement à la terre le téléphone en utilisant un dispositif analogue à celui de Wagner.

Quelle précision peut-on obtenir avec le pont de Carey-Foster? Le rapport publié par le Comité de télégraphie sans fil (The national

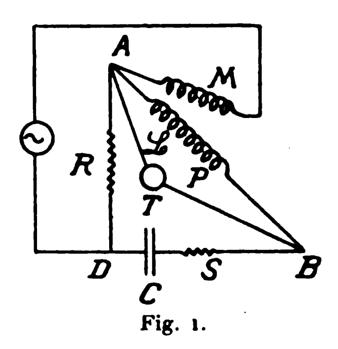


Fig. 1.

physical laboratory, commission I, 20 novembre 1923) nous donne les renseignements suivants :

« Les étalons de capacité qui sont au Laboratoire comprennent un certain nombre de condensateurs à air, fixes et variables, allant de 30 à 10000 μμF. Les condensateurs variables ont des échelles de grand diamètre et peuvent être lus avec une précision de $\frac{1}{2\,000}$. Leur constance n'est pas tout à fait de cet ordre. Ces condensateurs sont calibrés à intervalles fréquents au moyen d'un pont de Carey-Foster avec mise à la terre de Wagner, en fonction d'une induction mutuelle et en utilisant des fréquences téléphoniques. Les inductions mutuelles sont comparées deux fois par an avec l'étalon C. G. S. absolu d'induction mutuelle du laboratoire. Par ce moyen, la mesure des capacités de l'ordre de 0,001 μF aux fréquences téléphoniques est faite avec une précision de $\frac{2}{10\,000}$.

« On admet que la capacité de ces condensateurs étalons est la même aux fréquences téléphoniques et en haute fréquence.

« La capacité effective en haute fréquence diffère légèrement de la capacité mesurée en basse fréquence à cause de la petite self interne du condensateur. Des corrections peuvent être faites.

« De nombreux condensateurs à air étalons fixes et variables sont employés dans le pays. Ils ont presque tous été mesurés au N. P. L. en utilisant le pont de Carey-Foster. Les capacités sont de l'ordre de plusieurs μF à environ 10 μμF.

« Des condensateurs de capacité 10 μμF peuvent, dans des cas favorables, être mesurés avec une précision de 0,01 μμF. »

Nous retiendrons de cet exposé que les capacités très petites ne sont pas connues avec une approximation meilleure que $\frac{1}{100}$.

MM. de la Gorce et Jouaust estiment même que l'on ne peut espérer une sensibilité meilleure que $\frac{1}{50}$ (1).

4. **Mesures de capacités en haute fréquence. — Méthode de l'ondemètre.** — Les différents montages utilisés peuvent se ramener à deux types principaux, utilisant l'un et l'autre le phénomène de résonance. Le principe de la première méthode (méthode de l'ondemètre) est le suivant :

Un circuit à ondes entretenues agit par induction sur un circuit oscillant comprenant une self induction L et deux condensateurs C et C′ montés en série ou en parallèle; un troisième circuit (circuit récepteur) est couplé avec le circuit oscillant.

On amène le circuit oscillant à la résonance; toute variation de la capacité C (supposée étalonnée) entraine une variation de C′ que l'on déduira de celle de C.

Dans tous les cas, les couplages entre les différents circuits devront être extrêmement faibles, sans quoi la précision serait tout à fait illusoire (2).

---

(1) Récemment MM. Vincent et Divoire ont indiqué une ingénieuse méthode de zéro permettant comme celle de Carey-Foster de comparer une induction mutuelle à une capacité. Ils utilisent le schéma de la figure 2.

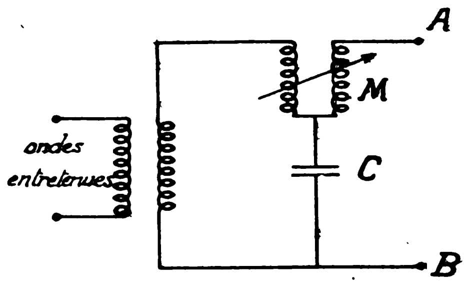


Fig. 2.

Lorsque la différence de potentiel entre A et B est nulle on a $MC\omega^2 = 1$.

La méthode nécessite donc la mesure de ω et est surtout applicable en haute fréquence.

(Bulletin de la Société Belge des Électric., 38, 1924, pp. 375-385.)

(2) L'étude de la réaction d'un circuit oscillant sur un circuit à ondes entretenues a été faite par plusieurs auteurs, en particulier par Pauli (*Jahrb. f. Drathlos. Telegr.*, 1922, 19.)

Cette méthode fut utilisée dès 1911 par Rohmann (1) pour la détermination des pouvoirs spécifiques des gaz et des vapeurs; il employait des ondes amorties, les seules que l'on pouvait obtenir aisément à cette époque. Powers et Hubbard (2), puis Jezewski (3) ont mesuré par le même procédé la constante diélectrique de l'eau.

Cette méthode de l'ondemètre est utilisée par le « bureau of standards » pour la détermination des capacités (4).

5. Méthodes basées sur la mesure des variations de courants filament-plaque d'une triode. — Dowling a indiqué deux méthodes pour la mesure de faibles capacités. La première méthode (5) utilise une triode et un circuit à courant alternatif dans lequel est monté en série une capacité et une grande résistance; la différence de potentiel aux bornes de cette grande résistance est appliquée entre le filament et la grille de la triode. Le courant filament plaque i est une fonction de C que l'on détermine expérimentalement en utilisant des capacités connues. La courbe donnant i en fonction de C étant construite, il suffira de remplacer la capacité utilisée par une capacité inconnue pour déterminer la valeur de cette dernière.

Dans la deuxième méthode (6) il utilise un circuit oscillant à ondes entretenues, et remarque que si on maintient la self constante, le courant filament-plaque i est encore une fonction de la capacité qu'il détermine comme précédemment. Il aurait pu mesurer ainsi des déplacements de l'une des armatures par rapport à l'autre, égaux à 2,5 μ.

Je signalerai encore la méthode de MM. Bodin et Cayrel (7); on sait que dans un circuit à ondes entretenues, on peut, en intercalant dans le circuit de grille une capacité notable, shuntée par une forte résistance, déclancher dans un téléphone placé dans le circuit de plaque un son de fréquence audible; en montant en parallèle deux condensateurs dont l'un est étalonné, on pourra mesurer l'une des capacités en fonction de l'autre, le même son étant perçu dans le téléphone avant et après les variations de capacité.

Enfin si l'on dispose d'un appareil extrêmement sensible pour déceler les différences de potentiel (voltmètre amplificateur) et d'un

---

(1) Rohmann, *Ann. der Phys.*, t. 34, p. 984, 1911.
(2) Powers et Hubbard, *Phys. Rev.*, 15, 1920.
(3) Jezewski, *Journ. de Phys.*, p. 293, août 1922 et p. 59, février 1924.
(4) *Circular of the Bureau of Standards*, n° 74, p. 129, mars 1924.
(5) *Proc. Roy. Dublin Soc.*, 16, 1921, pp. 175-184. Voir aussi Ross. Gunn., *Phil. Magaz.*, 48, juillet 1924.
(6) *Proc. Roy. Dublin Soc.*, 16, 1921, pp. 185-188.
(7) *Onde Electrique*, mai 1925, p. 200.

autre appareil permettant de mesurer les pulsations ω (multivibrateur), il suffira d'envoyer du courant alternatif sinusoïdal dans une ligne comprenant en série une résistance R et une capacité C. Lorsque les différences de potentiel sont les mêmes aux bornes de R et de C, on aura :

$$C = \frac{1}{R\omega}$$ (1).

6. **Méthode des battements.** — On peut enfin utiliser les battements d'hétérodyne. Deux circuits A et B à ondes entretenues et ne réagissant pas l'un sur l'autre sont faiblement couplés avec un circuit récepteur comprenant un téléphone.

Ce dernier circuit est le siège de deux forces électromotrices induites de fréquence égale à celle des circuits A et B ; après détection on entendra au téléphone un son de fréquence $N = n_1 - n_2$ en désignant par n_1 et n_2 les fréquences de A et B. Si l'on fait varier la longueur d'onde de B sans modifier celle de A, le téléphone ne rendra plus aucun son au moment de la résonance.

« Cette méthode d'observation permet d'accorder deux oscillations avec une précision presque illimitée et elle donne le moyen de faire toutes les mesures qui reposent sur la résonance avec une exactitude extrême (2). »

7. **Sensibilité de la méthode.** — Cette méthode est certainement d'une sensibilité extraordinaire. C'est ainsi que Whiddington (3) ayant intercalé un condensateur plan dans un circuit à ondes entretenues ($\lambda = 300$ m.) appréciait des déplacements de l'un des plateaux de l'ordre de $5,10^{-5}\mu$. Sucksmith (4) utilisant la même méthode pouvait déceler $1.10^{-5}\mu$; l'un des plateaux du condensateur étant tenu par une tige de cuivre plus ou moins chauffée, il mesurait une variation de température de $\frac{1}{16\,000}$ degré C.

Kock et Schweikert (5) utilisèrent la méthode de Whiddington pour mesurer la dilatation d'un fil de bolomètre; ils ont obtenu une sensibilité $8,4,10^{-3}$ lumen.

Cette méthode des battements a été successivement utilisée par

(1) Cette méthode permet d'obtenir C avec une précision de l'ordre du millième. (Abraham, L. et E. Bloch, *Journ. de Phys.*, août 1920.)
(2) Cours d'Armagnat, 1918, p. 12.
(3) *Phil. Mag.*, 1920, pp. 634-639.
(4) *Phil. Mag.*, 1922, pp. 223-226.
(5) *Phys. Zeits.*, 23, 1922, pp. 123-125.

Ettenreich (¹) (mesure des faibles capacités, précision 10^{-6}); par Glitsch (²) (mesure des faibles capacités); par Belz (³) (détermination des susceptibilités magnétiques, en mesurant la variation de self produite par l'introduction d'un tube contenant un liquide à l'intérieur d'une bobine); par Gill (⁴), Carman et Lorance (⁵), Fritts (⁶), Zahn (⁷), Wagstaff (⁸) (détermination des pouvoirs inducteurs spécifiques des gaz).

Bien entendu, la méthode a été encore appliquée à une foule d'autres mesures telles que celles qui sont relatives à la mesure du pouvoir inducteur spécifique des liquides.

8. **Précision de la méthode. — But du travail.** — Pour nous rendre compte de la précision de la méthode, il sera intéressant de comparer les résultats donnés par les différents auteurs qui ont tenté de mesurer le pouvoir inducteur spécifique K de l'air. Cette grandeur a été déterminée pour la première fois par Boltzmann en 1874, puis par Klemencic (1885), Tangl (1908), Rohmann (1911), Occhiolani (1913); les nombres trouvés furent les suivants :

1,000590 — 1,000586 — 1,000576 — 1,000580 — 1,000586

Naturellement, dès que la méthode des battements fut connue, un grand nombre de physiciens cherchèrent à préciser la valeur de K, valeur sur laquelle il n'y avait en somme que peu d'ambiguïté. Contrairement à ce qu'on pouvait penser, les nombres trouvés aujourd'hui diffèrent considérablement les uns des autres, si bien qu'on peut dire actuellement que cette constante est très mal connue.

Voici les résultats :

Gill (1921) trouve que K est une fonction de la longueur d'onde λ et a pour valeur 1,000658 (pour $\lambda = 920$ m), 1,000654 (pour $\lambda = 1\,300$ et 1 700 m) et 1,000653 (pour $\lambda = 4\,000$ m); on voit que K est une fonction décroissante de λ.

Carman et Lorance (1922). . . . . . K = 1,000601

(Utilisation de la méthode de Dowling) moyenne de quatre nombres compris entre 1,000618 et 1,000576.

(¹) *Verh. d. Deutsch Phys. ges.*, 1921.
(²) *Phys. Zeits.*, 23, 1922, pp. 544-548.
(³) *Phil. Mag.*, 44, 1922, pp. 479-501.
(⁴) *Radio Rev.*, 1921, pp. 450-454.
(⁵) *Phys. Rev.*, 1924, pp. 345-356.
(⁶) *Phys. Rev.*, 20, 1922, pp. 715-718.
(⁷) *Phys. Riv.*, 23, 1924, p. 781.
(⁸) *Phil. Mag.*, janvier 1924.

Fritts (1924) . . . . $K = 1{,}000540$

d'après Wagstaff (1924). . . . . . . $\begin{cases} K = 1{,}0006817 \ (\lambda = 295 \text{ m}) \\ K = 1{,}0006612 \ (\lambda = 277 \text{ m}) \\ K = 1{,}0005976 \ (\lambda = 250 \text{ m}) \\ K = 1{,}0006639 \ (\lambda = 212 \text{ m}) \end{cases}$

Ainsi la valeur de K d'après ces dernières expériences passerait par un minimum pour $\lambda = 250$ m et pour $\lambda > 250$ m serait une fonction croissante de la longueur d'onde.

Moi-même en 1922 [1], utilisant un dispositif identique à celui dont s'était servi Gill, j'avais trouvé $K = 1{,}000586$.

En résumé, la valeur de K paraissait comprise entre 1,000576 et 1,000590; aujourd'hui les nombres mesurant cette même grandeur sont compris entre 1,000540 et 1,000663. D'où peuvent provenir ces divergences considérables?

Il y a vraisemblablement deux causes d'erreurs principales :

1° Dans la détermination de la constante diélectrique d'un gaz, on doit mesurer deux capacités dont les ordres de grandeurs sont très différents. Si C est la capacité du condensateur dans le vide et KC sa capacité dans l'air à la pression atmosphérique, on est amené à mesurer C et $(K - 1)$ C. Pour $C = 10^{-3}$ μF, $(K - 1)$ C sera de l'ordre de $0{,}0005 . 10^{-3}$ soit 0,5 micromicrofarad; il faut donc comparer deux capacités dont l'une a une valeur de 900 et l'autre de 0,45 unités électrostatiques.

Si la capacité utilisée C est plus faible, il faudra évidemment avoir une sensibilité encore plus grande. Dans les expériences de Wagstaff par exemple, cet auteur utilisait une capacité $C = 54 . 10^{-5}$ μF, et il trouve que pour $\lambda = 212$ m. $K - 1 = 0{,}0006639$; on voit qu'il est nécessaire, pour apprécier une unité du dernier chiffre significatif, de mesurer une capacité $\Delta C = 54 . 10^{-5} . 10^{-7}$ μF, capacité qui est de l'ordre du millionième d'unité électrostatique.

Le principe de la mesure est toujours le suivant : Deux condensateurs de capacité très différente C et C′ sont montés en parallèle dans un circuit oscillant réglé sur une longueur d'onde déterminée. Le condensateur C étant placé dans le vide, on effectue une mesure, puis on laisse pénétrer le gaz et on rétablit la longueur d'onde primitive en agissant sur C′; il faudra donc connaître parfaitement les valeurs de C′.

Il est vraisemblable qu'une des causes d'erreur dans les expériences qui ont été faites, provient de ce que la capacité C′ est mal

(1) *C. R.*, 1922, p. 380.

connue; nous avons vu au paragraphe 3 que les condensateurs de 10 $\mu\mu$F, dans des cas favorables, ne peuvent être mesurés qu'avec une précision de 0,1 $\mu\mu$F. Il est bien certain qu'il s'agit là d'une valeur absolue et que, dans la détermination de la constante K, il n'est pas nécessaire de connaître ce nombre, puisqu'il suffit de comparer C′ à C; néanmoins, il m'a paru intéressant de faire un étalonnement direct de cette capacité C′, d'autant que j'avais constaté des différences considérables entre des condensateurs de faible capacité étalonnés, les uns en France, les autres en Angleterre.

2° La deuxième cause d'erreur provient de ce que la fréquence des battements ne demeure constante qu'à la condition de prendre un très grand nombre de précautions; il ne me semble pas que dans les dispositifs généralement utilisés, toutes ces précautions aient été prises.

En résumé, il existe aujourd'hui des méthodes extrêmement sensibles pour la mesure de très faibles variations de capacité et cependant les nombres donnés pour différentes constantes physiques diffèrent notablement les uns des autres.

En fait, toutes les capacités sont maintenant évaluées en fonction d'étalons de self et de résistance, méthode qui s'impose lorsque la capacité à mesurer est grande, un étalon de grande capacité constitué par un condensateur à air étant difficilement réalisable. Il n'en est évidemment plus de même pour un étalon de faible capacité et il m'a semblé utile de tenter la réalisation d'un tel étalon, pouvant être employé dans les mesures en haute fréquence.

J'ai pensé qu'avec un tel étalon je pourrais mesurer les très faibles variations de capacité avec une précision plus grande que celle qui est obtenue aujourd'hui.

Tel est le but de ce travail.

9. Dans un premier chapitre je montrerai les raisons qui m'ont fait choisir comme étalon de capacité un condensateur cylindrique, et je discuterai les différentes causes d'erreur.

Dans le deuxième chapitre, j'indiquerai le procédé de mesure du rapport des rayons du condensateur cylindrique et donnerai le résultat de mes mesures.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude de la mesure d'une capacité en courant variable; je montrerai qu'en utilisant une longueur d'onde de l'ordre de mille mètres, le nombre que l'on obtient est bien celui qui serait donné par une mesure électrostatique et qu'il n'y a pas lieu de faire intervenir de correction pour la self induction du condensateur.



Enfin, un quatrième chapitre sera consacré à la description du montage et aux résultats.

Mes expériences ont été réalisées au laboratoire de M. Ch. Fabry, professeur à la Sorbonne, je le prie d'accepter l'hommage de ma profonde reconnaissance.

Je remercie M. L. Bloch des précieux conseils qu'il a bien voulu me donner. Je remercie également M. Decombe et tout le personnel du laboratoire d'enseignement de physique.

Une grande partie des appareils que j'ai utilisés provenait de l'Etablissement central du matériel de la Radiotélégraphie militaire : j'adresse à M. le général Ferrié, membre de l'Institut, à MM. Jouaust et Mesny, ainsi qu'à MM. de la Gorce et Delecourt, du Laboratoire central des Electriciens, mes plus vifs remerciements.

CHAPITRE I

CHOIX D'UN ÉTALON DE FAIBLE CAPACITÉ

10. **Etalons utilisés.** — Pour que la capacité soit aisément calculable on est toujours ramené à construire des condensateurs plans, sphériques ou cylindriques. D'autre part, l'étalon sera presque nécessairement de très faible capacité, la distance *e* des deux armatures devant être suffisante pour que l'erreur relative commise sur la mesure de cette distance ne soit pas trop grande. Toutefois, si on détermine *e* au moyen de mesures optiques, on pourra utiliser une épaisseur très faible, 10^{-1} millimètres dans le cas du condensateur plan de MM. Perot et Fabry (¹) ; si le plateau a un diamètre de 6 centimètres on obtiendra une capacité de l'ordre de 225 U. E. S. C'est là une des plus grandes capacités réalisées pour un étalon et on voit de suite que pour la mesure des très grandes capacités, la méthode de mesure utilisant une comparaison directe avec un étalon sera mauvaise; mieux vaut la déterminer indirectement, au moyen de la méthode de Carey-Foster par exemple.

Curie a également réalisé un condensateur plan calculable (²); ce condensateur possède un anneau de garde, ce qui complique la mesure, car :

(¹) *Ann. de Ch. et de Phys.*, 1898, 7ᵉ série, t. 13, p. 404.
(²) *Journ. Ch. Phys.*, 1893, p. 265.

1° La correction de l'anneau de garde est mal connue pour la détermination des termes du second ordre (1);

2° Le sillon tracé n'a pas une largeur parfaitement uniforme, la surface du plateau est mal déterminée et Mme Curie estime que l'on ne peut obtenir une précision supérieure à $\frac{1}{100}$.

D'ailleurs une telle forme de condensateur utilisant un anneau de garde ne peut servir d'étalon si on effectue des mesures en utilisant la méthode des battements; il faudrait en effet que l'ensemble AB (fig. 3) faisant partie d'un circuit oscillant I, l'ensemble DB fît partie

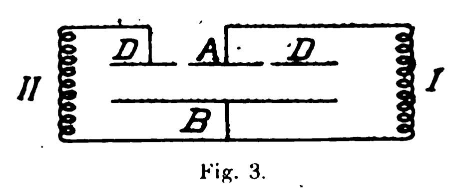


Fig. 3.

d'un second circuit II, indépendant du premier, le potentiel de D étant à chaque instant égal à celui de A. Ce condensateur conviendra surtout pour les mesures électrostatiques; on utilisera, par exemple, l'ingénieuse méthode proposée par Curie.

Kohlrausch et Weber (2) prirent comme étalon de capacité une sphère suspendue au milieu d'une chambre. Sir W. Thomson et plus récemment Rosa et Dorsey (3) construisirent des condensateurs sphériques.

Enfin, des condensateurs cylindriques devant être utilisés comme étalons de capacité ou comme électromètres absolus furent employés par un grand nombre de physiciens parmi lesquels nous citerons: Sir W. Thomson qui imagina le dispositif employé par Gibson et Barclay (4), lord Rayleigh (5), Bichat et Blondot (6), puis Rosa et Dorsey dans leur mesure du rapport des unités.

C'est ce type de condensateur que j'ai essayé de réaliser et comme mon but était d'étalonner par la suite des capacités variables, j'ai employé des condensateurs cylindriques de capacité également variable.

Deux condensateurs ont été construits, je les désignerai par les

(1) Note de Potier. Traité d'Electricité de Maxwell, t. II, p. 563.
(2) Maxwell, *loc. cit.*, 1er volume, p. 413.
(3) *Bulletin of the Bureau of Standards*, vol. 3, n° 3, 1907, p. 433.
(4) *Phil. Trans.*, 1871, p. 573.
(5) *Phil. Mag.*, vol. 12, 6e série, 1906, p. 97.
(6) *Journ. de Phys.*, 2e série, 1886, t. 5, p. 325.

**

chiffres I et II. Le condensateur I a été particulièrement bien construit, sa capacité unitaire est de l'ordre de 1,16 U. E. S., tandis que celle du condensateur II est de l'ordre de 2,40 U. E. S.; ce second condensateur m'a servi à contrôler les mesures faites avec le premier et à effectuer une série de recoupements que j'indiquerai par la suite.

Remarque. — Un des graves inconvénients des étalons fixes est que leur introduction dans un circuit laisse subsister une indécision du fait de fils de connexion (0,2 U. E. S. environ); c'est pourquoi j'ai essayé de réaliser des condensateurs cylindriques variables qui seraient en permanence dans le circuit; la capacité totale de l'étalon est inconnue, mais les variations peuvent être mesurées avec une grande précision. On peut alors se demander si, du fait même que la capacité peut varier, les armatures reprendront bien chaque fois des positions rigoureusement identiques à celles qu'elles occupaient dans une première mesure. Or, lorsque la méthode des battements est bien mise au point, on peut mesurer, d'une façon précise, des variations de capacité extrêmement faibles (une fraction d'unité électrostatique). Cette grande précision permet d'utiliser des étalons cylindriques de très faible capacité, présentant par conséquent un grand intervalle entre les deux armatures. C'est ainsi que pour le condensateur cylindrique I, les rayons avaient respectivement pour valeur : $R_2 = 19{,}448$ mm. et $R_1 = 12{,}664$ mm. L'épaisseur d'air comprise entre les armatures est donc égale à 6,784 millimètres. On conçoit qu'avec une telle épaisseur, les différents défauts de construction jouent un rôle faible.

11. **Mesures à effectuer.** — En définitive, le montage électrique devra être tel que la correction des bouts soit éliminée et qu'il n'y ait qu'à appliquer la formule $C = \dfrac{l}{2 \operatorname{Log} \dfrac{R_2}{R_1}}$, en désignant par C la capacité correspondant à une longueur l du condensateur, et par R_2, R_1, le rayon extérieur et le rayon intérieur.

12. **Mesure des longueurs.** — *Condensateur I.* — Trois traits α, β, γ sont tracés sur le cylindre intérieur, perpendiculairement à une génératrice; le trait α se trouve à environ 20 centimètres de l'extrémité du tube. Celui-ci a été monté sur une machine à diviser et j'ai mesuré les longueurs $\alpha\beta$ et $\beta\gamma$.

Les mesures faites à 18° ont donné les résultats suivants :

Distance $\alpha\beta$ — 9,9146 cm — 9,9145 cm — 9,9143 cm.
Moyenne : 9,91446 cm.

Distance $\beta\gamma$ = 9,9177 cm — 9,9178 cm — 9,9173 cm.
Moyenne : 9,91760 cm.

L'erreur relative commise sur la mesure de longueur est donc :

$$\frac{9{,}9176 - 9{,}9173}{9{,}9} = 3.10^{-5}.$$

Les nombres que j'ai donnés ci-dessus ont été obtenus en admettant que le pas de la vis de la machine à diviser était rigoureusement constant et égal à un demi-millimètre.

En réalité, le pas de la vis était légèrement trop faible; je l'ai étalonné sur deux régions de cinq centimètres chacune par comparaison avec une règle étalon décimétrique en acier-nickel construite par les soins du bureau international des poids et mesures (Règle n° 74).

J'ai trouvé que pour la région comprise entre les divisions 390 et 290 de la machine à diviser, la longueur était non pas 5 centimètres mais 5 centimètres moins 36 μ (moyenne de quatre expériences qui ont donné respectivement 40 μ, 32 μ et 36 μ). La correction à faire sur l'étalon est négligeable, mais serait de même sens, car entre les divisions 0 — 5, il y a 5 centimètres moins 0 μ, 3 (d'après la table de correction de l'étalon 74).

La région comprise entre les divisions 290 et 190 est également trop courte d'environ 11 μ (moyenne des nombres : 11, 9, 14, 10).

L'étalon est lui-même trop court de 0 μ, 8 entre les traits 5 et 10, l'erreur totale est donc de l'ordre de 11 à 12 μ.

En résumé, on pourra admettre que pour la région utilisée de la machine à diviser (longueur : 10 cm), la longueur réelle sera obtenue en retranchant $(36 + 11)\ \mu$ aux longueurs obtenues directement, l'erreur possible étant $40 + 14 - (36 + 11) = 7\ \mu$.

L'erreur relative est donc de ce fait de l'ordre de 7.10^{-5}.

L'erreur relative totale commise sur la mesure de longueur est alors : $\frac{3+7}{10^5} = 10^{-4}$.

A ce degré de précision on pourra dire que les valeurs des longueurs sont :

$$\alpha\beta = 9{,}91446 - 0{,}0047 = 0{,}90976 \text{ cm}$$
$$\beta\gamma = 9{,}91760 - 0{,}0047 = 9{,}91290 \text{ cm}.$$

Je n'ai pas tenu compte de la correction provenant des dilatations; celle de l'étalon était tout à fait négligeable, de l'ordre de 10^{-5} à 20°.

Condensateur II. — Cinq traits α, β, γ, δ, η ont été marqués sur une même génératrice et les corrections faites, on trouve :

$$\alpha\beta = 4{,}98622 \text{ cm}$$
$$\beta\gamma = 5{,}00993 \text{ cm}$$
$$\gamma\delta = 4{,}99350 \text{ cm}$$
$$\delta\eta = 5{,}00485 \text{ cm.}$$

13. **Méthodes de mesure du rapport** $\frac{R_2}{R_1}$. — Il est bien évident, comme il a déjà été dit, que l'intervalle $R_2 - R_1$ ne doit pas être trop petit. En effet, la capacité, ainsi que le remarquent Rosa et Dorsey, est représentée approximativement par la formule $C = \frac{l R_1}{2(R_2 - R_1)}$ il en résulte que si $R_2 - R_1 = 1$ cm, il faudra connaître cette différence à un demi-micron près pour avoir C avec une précision de $\frac{1}{20.000}$.

D'une façon plus précise, la capacité c_1 de l'unité de longueur du condensateur cylindrique étant donnée par la formule :

$$c_1 = \frac{2}{2 \operatorname{Log} \frac{R_2}{R_1}}$$

on aura, en posant :

$$c_1 = \frac{1}{\operatorname{Log} z} \quad \text{et} \quad z = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$$

$$\frac{dc_1}{c_1} = \frac{-dz}{z} \frac{1}{\operatorname{Log} z}.$$

Deux cas sont alors à considérer : ou bien on mesure R_2 puis R et on en déduit le rapport $\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$; ou bien on mesure directement le rapport $\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$.

1er Cas. — On mesure R_2 et R_1.

Posons $u = \frac{R_2}{R_1}$; l'erreur relative commise sur u sera, en tenant compte de ce que l'on ignore, le sens de l'erreur commise sur chaque rayon :

$$\frac{du}{u} = \frac{dR_1}{R_1} + \frac{dR_2}{R_2}.$$

Si nous voulons que $\frac{du}{u}$ soit connu à $\frac{1}{1000}$ près, il faudra, en répartissant également les erreurs sur chaque mesure, que :

$$\frac{dR_1}{R_1} = \frac{dR_2}{R_2} = \frac{1}{2000}.$$

Pour une valeur de R_1 de l'ordre de 6 cm (valeur adoptée par Rosa et Dorsey) il vient :

$$dR_1 = \frac{6}{2000} = 30\ \mu.$$

Il est sinon facile, du moins possible, avec un bon palmer, d'obtenir la précision exigée pour la mesure de R_1, mais la mesure du rayon intérieur R_2 du cylindre extérieur serait difficile.

En fait, j'ai mesuré le rayon d'une bague coulissant à frottement gras dans le cylindre ; la valeur de R_2 est alors connue par défaut.

Mais l'inconvénient principal de la méthode réside en ce qu'il est nécessaire de mesurer R_1 en un grand nombre de régions, de façon à obtenir la valeur moyenne; cette moyenne serait encore plus difficile à obtenir pour R_2.

2° *Cas.* — On mesure directement le rapport $\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$. Le procédé est le suivant :

Remplissons d'eau, de poids spécifique ρ, le cylindre extérieur de hauteur l; soit P le poids d'eau. Remplissons de la même eau, à la même température, l'espace annulaire compris entre les deux cylindres, les axes de ceux-ci étant supposés parallèles.

Soit P' le nouveau poids.

On a :

$$\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 = \frac{P}{P - P'} = z.$$

Cette méthode présente deux avantages :

1° On mesure le carré de la grandeur inconnue, d'où une plus grande précision pour la valeur cherchée;

2° On obtient la valeur moyenne de $\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$.

C'est cette dernière méthode que j'ai adoptée comme méthode principale. Toutefois, j'ai mesuré au palmer le rayon R_1 et celui d'une bague d'ébonite coulissant à l'intérieur du cylindre de rayon R

Le résultat des expériences a montré, comme nous le verrons plus loin, que l'on pouvait aussi obtenir $\frac{R_2}{R_1}$ avec une précision supérieure au $\frac{1}{1000}$.

14. **Rayons des condensateurs précédemment utilisés.** — Nous avons vu que si l'on désigne par c_1 la capacité unitaire et par z le carré de $\frac{R_2}{R_1}$ on a :

$$\left|\frac{dc_1}{c_1}\right| = \frac{dz}{z}\frac{1}{\operatorname{Log} z}.$$

Il en résulte que pour une même erreur relative commise sur z, l'erreur commise sur c_1 sera d'autant plus faible que z sera plus grand.

On ne peut cependant aller trop loin dans cette voie, car :

1° La capacité unitaire devient très faible si $\frac{R_2}{R_1}$ est très grand ;

2° Il faudra utiliser des cylindres d'autant plus longs (correction des bouts) que R_2 sera plus différent de R_1.

Voici les valeurs adoptées par différents physiciens ainsi que l'erreur relative $\frac{dc_1}{c_1}$ qui résulte d'une erreur égale à $\frac{1}{1\,000}$ commise sur le rapport des rayons.

Electromètre Bichat et Blondot :

$$R_2 = 5{,}875 \text{ cm.} \quad R_1 = 2{,}500 \text{ cm.} \quad \frac{R_2}{R_1} = 2{,}350. \quad c_1 = 0{,}5851 \text{ cm.}$$

Pour $\frac{R_2}{R_1} = 2{,}3523$

il vient : $c'_1 = 0{,}5845$

d'où : $\frac{dc_1}{c_1} = \frac{10}{10\,000}.$

Condensateur de Rosa et Dorsey [1] :

$$R_2 = 7{,}241 \text{ cm} \quad R_1 = 6{,}257 \text{ cm} \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}157 \quad c_1 = 3{,}4286.$$

Admettons une erreur de $\frac{1}{1\,000}$ par excès sur $\frac{R_2}{R_1}$, il vient :

$$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}1581 \quad c'_1 = 3{,}4064 \quad \text{et} \quad \frac{dc_1}{c_1} = \frac{62}{10\,000}.$$

---

(1) Les savants américains ont utilisé plusieurs condensateurs et ont opéré avec une précision extrême ; c'est ainsi que pour leur condensateur n° 2, ils donnent les nombres :

$$R_2 = 72\,441\ \mu \qquad R_1 = 62\,576{,}0\ \mu \qquad c_1 = 3{,}41549 \text{ cm.}$$

Enfin la capacité totale avait pour valeur 68,3080 U. E. S. Ils ont déterminé le rapport $\frac{R_2}{R_1}$ par pesées et par mesures directes.

Le condensateur de Cambridge a été étalonné par pesées. Bichat et Blondot n'indiquent pas dans leur mémoire le procédé de mesure adopté.

Condensateur de Cambridge. — Ce condensateur, dont lord Rayleigh disait « qu'il ne croyait pas que ses dimensions étaient susceptibles d'améliorations » [1], avait les constantes suivantes :

$$R_2 = 12{,}3 \text{ cm} \quad R_1 = 11{,}75 \text{ cm} \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}131 \quad c_1 = 4{,}0617.$$

Si nous prenons $\frac{R_2}{R_1} = 1{,}1321,$

il vient : $c'_1 = 4{,}0306,$

d'où : $\frac{dc_1}{c_1} = \frac{76}{10000}.$

Enfin, les dimensions du condensateur utilisé par Gibson et Barclay [2] étaient les suivantes :

$$R_2 = 2{,}4807 \text{ cm}. \quad R_1 = 1{,}2515 \text{ cm} \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}982. \quad c_1 = 0{,}7309.$$

Pour $\frac{R_2}{R_1} = 1{,}9840 \quad c'_1 = 0{,}7299 \quad \frac{dc_1}{c_1} = \frac{13}{10000}.$

Condensateur de Wulf. — Récemment, T. Wulf [3] a construit un condensateur cylindrique variable destiné à la mesure des faibles capacités. L'auteur n'indique pas le procédé de mesure du rapport $\frac{R_2}{R_1}$. Les dimensions adoptées sont :

$$R_2 = 2{,}6 \text{ cm}. \quad R_1 = 2{,}2 \text{ cm}. \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}1818 \quad c_1 = 2{,}994$$

Une erreur égale à 10^{-3} commise sur $\frac{R_2}{R_1}$ donnerait :

$$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}1829 \quad c'_1 = 2{,}977 \quad \frac{dc_1}{c_1} = \frac{57}{10.000}$$

Le cylindre intérieur coulisse dans le cylindre de rayon R_2 au moyen d'uue vis métallique traversant ce dernier de part en part ; l'axe de la vis n'est fileté que sur une partie de la longueur. Si r est le rayon de la partie non filetée de l'axe, la capacité unitaire est alors donnée par la formule

$$c_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\text{Log}\,\frac{R_2}{R_1}} - \frac{1}{\text{Log}\,\frac{R_2}{r}}\right)$$

Il est donc nécessaire de mesurer les deux rapports $\frac{R_2}{R_1}$ et $\frac{R_2}{r}$. Les déplacements de l'armature interne sont connus en fonction du pas

(1) *Phil. Magaz.*, *loc. cit.*, 1906, p. 97.
(2) *Phil. Trans.*, 1871, p. 573.
(3) *Phys. Zeits.*, 1925, p. 353.

de la vis (2 mm.), un curseur se déplace devant un tambour gradué et une division du tambour correspond à 0,005 cm.

Je signalerai enfin que des condensateurs cylindriques (ne servant pas à effectuer des mesures absolues) ont été utilisés par Harms [1] et par Von Gardien. [2].

15. **Rapport des rayons des condensateurs utilisés.** — *Condensateur I :*

$$R_2 = 19{,}448 \text{ mm.} \quad R_1 = 12{,}664 \text{ mm} \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}53572. \quad c_1 = 1{,}16554.$$

Une erreur de $\frac{1}{1\,000}$ commise par excès sur $\frac{R_2}{R_1}$ donne :

$$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}53725 \text{ et } c'_1 = 1{,}16280$$

d'où :

$$\frac{dc_1}{c_1} = \frac{274}{116\,000} = \frac{23}{10\,000}.$$

On voit que la précision que l'on est en droit d'espérer est notablement plus grande que celle qui pouvait être obtenue soit avec le condensateur de Cambridge, soit avec celui de Rosa et Dorsey. Naturellement, la capacité n'est plus que le quart ou le tiers de celle des condensateurs construits antérieurement; mais c'est là un fait précisément avantageux pour arriver au résultat désiré qui est la mesure de très faibles capacités.

Condensateur II :

$$R_2 = 19{,}448 \text{ mm.} \quad R_1 = 15{,}79. \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}2319. \quad c_1 = 2{,}3973.$$

Pour une erreur de $\frac{1}{1\,000}$ sur $\frac{R_2}{R_1}$ il vient :

$$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}2331 \text{ et } c'_1 = 2{,}3862$$

d'où :

$$\frac{dc_1}{c_1} = \frac{47}{10\,000}.$$

La précision n'est donc que la moitié de celle que l'on obtient avec le condensateur I alors que le rapport $\frac{R_2}{R_1}$ est supposé connu avec la même approximation.

(1) *Phys. Zeits.*, 1904, p. 448.
(2) *Phys. Zeits.*, 1904, p. 294.

16. **Étude des différentes causes d'erreur.** — Ces causes, que je vais passer en revue, ont été longuement étudiées par un grand nombre de physiciens, aussi je ne reviendrai pas sur les procédés de calcul qui permettent de les évaluer.

Ces causes sont au nombre de trois :

1° Les deux cylindres peuvent avoir leurs axes parallèles sans être confondus;

2° Les axes ne sont pas parallèles;

3° Le rayon des cylindres n'est pas constant.

Les deux premières causes introduisent des erreurs tout à fait négligeables en comparaison de celles que l'on commet sur la mesure du rapport $\frac{R_2}{R_1}$; nous verrons plus loin comment on peut évaluer les variations de ce même rapport le long de l'axe des cylindres.

17. **Erreur due à l'excentricité.** — Lorsque les deux cylindres ont leurs axes parallèles sans être confondus, on peut encore calculer la capacité unitaire au moyen de la théorie des images électriques [1]. L'image est constituée par deux droites parallèles de distance $2a$, si δ est la distance des axes des cylindres, on a :

$$\frac{1}{c'_1} = 2 \operatorname{Log} \frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{R_2^2 - R_1^2 - \delta^2 + 2\delta a}{R_2^2 - R_1^2 + \delta^2 + 2\delta a}$$

avec $$a^2 = \frac{(R_2 + R_1 + \delta)(R_2 + R_1 - \delta)(R_2 - R_1 + \delta)(R_2 - R_1 - \delta)}{4\delta^2}$$

Pour le condensateur utilisé on a très sensiblement :

$$R_2 = 19{,}450 \text{ mm}$$

(nous verrons au § 31 comment cette mesure a été effectuée); on en déduit, par conséquent : $R_1 = \frac{19.45}{1{,}5357} = 12{,}65$ cm.

En admettant pour δ la valeur $\frac{1}{10}$ de millimètre, la nouvelle capacité unitaire c'_1 a pour valeur :

$$c'_1 = 1{,}00004\, c_1.$$

Cette erreur est donc très faible, de l'ordre de $4{,}10^{-5}$.

[1] Mascart, *Leçons d'électricité*, 2e édition, p. 189.

***

18. **Erreur provenant du manque de parallélisme des axes.** — Si les deux axes font un angle θ (fig. 4), on a (¹) :

$$\frac{dc_1}{c_1} = \frac{1}{3}\frac{\delta^2}{d_1^2} + \frac{1}{5}\frac{\delta^4}{d^4}.$$

Pour $\frac{\delta}{d_1} = 10^{-2}$ l'erreur trouvée est de l'ordre de $\frac{1}{30\,000}$.

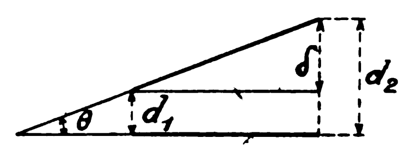


Fig. 4.

19. **Correction des bouts.** — Deux procédés ont été utilisés pour éliminer l'action des bouts ; ils se ramènent d'ailleurs au même principe : déplacer l'armature interne B par rapport à l'armature externe A sans modifier la répartition des lignes de force électrique qui aboutissent aux extrémités.

Le premier procédé (lord Rayleigh, Rosa et Dorsey) consiste à interposer, entre les deux extrémités, des cylindres de longueur l (fig. 5) et à faire la mesure de capacité avant et après cette intro-

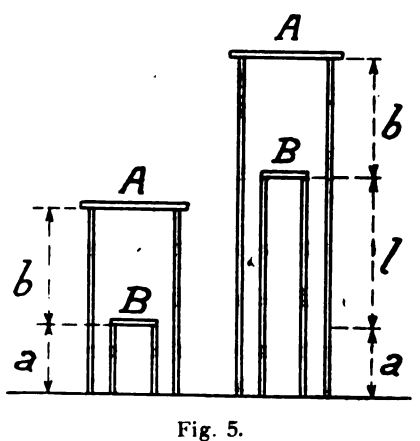


Fig. 5.

duction. Si les cylindres de hauteur a et b sont suffisamment longs, la variation de capacité est donnée par la relation :

$$\Delta C = \frac{l}{2 \operatorname{Log} \frac{R_2}{R_1}}.$$

(¹) Rosa et Dorsey.

Dans l'appareil de Rosa et Dorsey $a = b = 12$ cm et $l = 20$ cm.

Cette dimension de 12 cm parait largement suffisante; Rosa et Dorsey ont trouvé en appliquant une formule donnée par lord Rayleigh, qu'en modifiant cette longueur de $\frac{1}{10}$ mm on ne faisait varier la capacité du système que de $7,10^{-6}$ cm.

Naturellement, le cylindre extérieur doit être, pendant la mesure, à un potentiel constant, celui des corps environnants.

Le deuxième procédé (sir W. Thomson, Bichat et Blondot) comporte quatre cylindres : A, B, D et D′ (fig. 6).

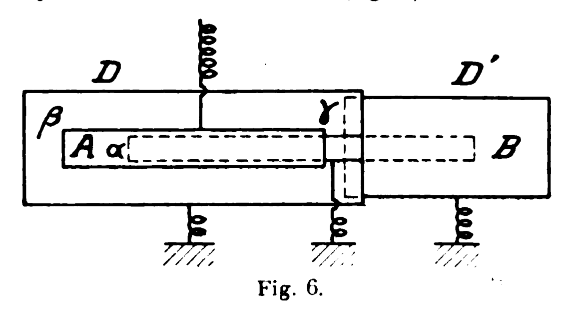


Fig. 6.

Les trois derniers sont au même potentiel, celui du sol; A, D et D′ sont fixes; si la distance entre l'extrémité α du cylindre B et les extrémités β et γ du cylindre A est suffisamment grande, tout déplacement l du cylindre B produira encore une variation :

$$\Delta C = \frac{l}{2 \operatorname{Log} \frac{R_2}{R_1}}.$$

20. **Dispositif utilisé.** — J'ai d'abord utilisé le dispositif de lord Kelvin. Le cylindre intérieur B peut coulisser dans le cylindre

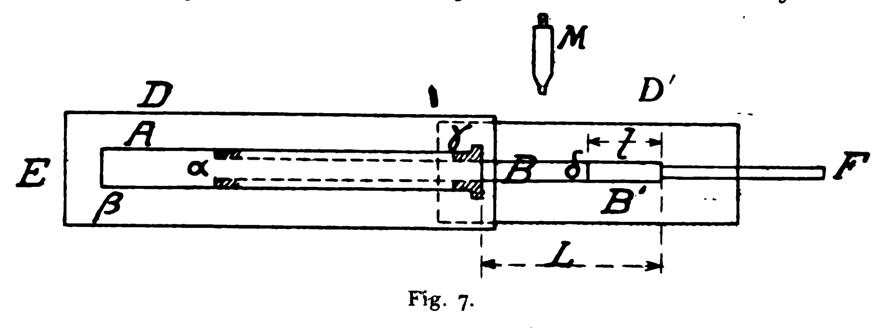


Fig. 7.

extérieur A (fig. 7) au moyen de deux bagues d'ébonite, dont l'une α est fixée sur le cylindre B et dont l'autre γ est solidaire du cylindre A.

Le cylindre A est à l'intérieur d'une enveloppe métallique D fermée en E. Les deux cylindres A et B sont décalés l'un par rapport à l'autre de 12 centimètres environ; on vise au moyen de l'oculaire M un trait de repère gravé sur le cylindre B; ceci fait, on place l'enveloppe métallique D′ et on effectue une mesure. On retire alors l'enveloppe D′ et on amène la croisée des fils du réticule de l'oculaire à être en coïncidence avec un deuxième trait de repère gravé sur B; on replace l'enveloppe D′; celle-ci peut coulisser dans une glissière munie d'une butée de façon à reprendre exactement la place qu'elle occupait lors de la première mesure. Une seconde détermination de la capacité totale donnera par différence la valeur :

$$\Delta C = \frac{l}{2 \operatorname{Log} \frac{R_2}{R_1}}.$$

Le fil amenant le courant au cylindre A est placé à l'intérieur d'une enveloppe métallique reliée aux conducteurs B, D et D′ dont le potentiel constant sera pris comme origine des potentiels.

Il existe un moyen simple permettant de contrôler si la longueur dont les deux cylindres A et B sont décalés l'un par rapport à l'autre est suffisante.

A l'extrémité δ du cylindre B est emmanchée une tige d'ébonite F sur laquelle peut coulisser un cylindre B′ de même diamètre que B et en contact avec lui au moment de la première mesure; tout se passe donc comme si la longueur de B extérieure à A avait une longueur L. Avant de faire la deuxième mesure on enlève le cylindre B′, puis on déplace B d'une longueur l en le sortant de A; la partie de B extérieure à A aura donc encore la longueur L. Ce procédé permet d'éliminer *rigoureusement* l'effet de l'une des extrémités puisque la répartition des lignes de force allant de A à B, D et D′ dans cette région est exactement la même. Or, l'expérience m'a montré qu'avec les longueurs utilisées on trouvait exactement le même résultat en employant B′ ou en ne l'employant pas. Autrement dit, si on emploie la méthode des battements qui est pourtant d'une sensibilité extrême, et lorsqu'on a réalisé le silence au téléphone, les battements ne réapparaissent pas, lorsqu'on ajoute B′ à l'extrémité de B. Nous pouvons donc conclure que pratiquement aucune ligne de force émanant de A n'atteint B dans la région qui est au delà de δ : la partie émergente γ δ est donc suffisante. Comme $\gamma\delta = \alpha\beta$ nous conclurons que le déplacement de α par rapport à l'extrémité β ne modifie pas la perturbation des bouts.

Le procédé de lord Kelvin nécessite une manipulation un peu

longue lorsqu'on veut mesurer un grand nombre de capacités (ce qui est le cas par exemple lorsqu'on étalonne des condensateurs variables de 0,5 m μ F). J'ai reconnu que l'on obtenait rigoureusement les

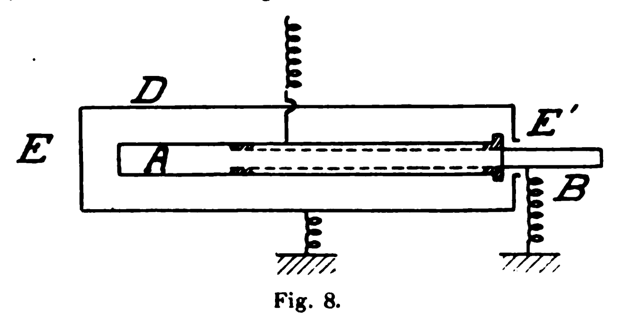


Fig. 8.

mêmes nombres qu'avec le montage de lord Kelvin en supprimant le cylindre D' et en obturant par une plaque métallique E' le cylindre E; une ouverture juste suffisante pour laisser passer B est pratiquée dans la plaque (fig. 8).

CHAPITRE II

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DU RAPPORT DES RAYONS

21. **Dispositif utilisé.** — Un premier procédé consiste à remplir entièrement de liquide le plus large des cylindres, puis l'espace annulaire; on est alors obligé de fermer le cylindre à ses deux extrémités au moyen de disques plans. Dans les expériences de Rosa et Dorsey, l'un de ces disques était pourvu de deux orifices afin de faciliter le remplissage; les auteurs semblent toutefois avoir été gênés par les ménisques de liquide formés au contact de ces orifices; pendant les pesées ceux-ci étaient obturés afin d'éviter l'évaporation. Enfin, au moyen d'un fil on grattait les surfaces des cylindres pour éliminer les bulles d'air et on finissait par y arriver « en faisant preuve de patience ».

Ce dispositif est assez incommode parce que les cylindres sont lourds et encombrants; ceux que j'ai utilisés ont une longueur de l'ordre du mètre. D'autre part, on mesure ainsi le rayon moyen relatif à la hauteur totale du cylindre et on ne peut vérifier la constance de ce rayon moyen.

J'ai essayé de mesurer le rayon moyen aux différentes régions de l'appareil en utilisant le procédé suivant :

Le cylindre est placé sur un support à peu près verticalement (voir la fig. 9 ; l'inclinaison a été exagérée afin de montrer que le défaut de

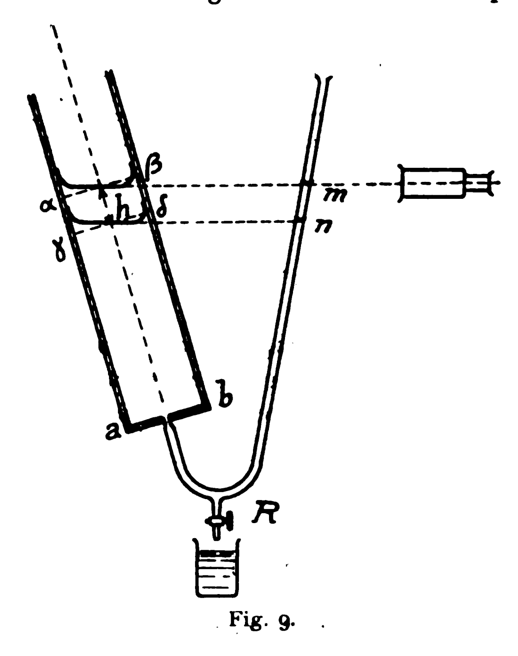


Fig. 9.

verticalité ne fausse pas la mesure); il est obturé à la partie inférieure par une lame métallique *ab* à peu près plane et communique par un tube de verre à une pipette graduée, sensiblement verticale.

Au moyen d'une lunette de cathétomètre on vise le ménisque affleurant à la division *m*, puis on fait écouler le liquide jusqu'à ce que le ménisque arrive à la division *n*.

Le poids *p* de liquide recueilli est la somme des poids de liquide contenus d'une part dans le tube cylindrique et d'autre part dans la burette. Les phénomènes de capillarité n'interviennent pas lorsque les tubes sont parfaitement propres, car s'il en est ainsi, les ménisques dans les régions $\alpha\beta$ et $\gamma\delta$ auront rigoureusement la même forme.

Nous verrons plus loin comment on arrive à ce résultat.

En réalité, avant de faire l'expérience, on plaçait au fond du tube une pièce de laiton B (fig. 10) de forme cylindrique et de rayon R_2; cette pièce présente à sa partie supérieure un emplacement dans lequel peut venir s'emboîter le tube de rayon extérieur R_1, préalablement bouché à sa partie inférieure (bouchon ε). La première pesée

étant faite, on introduit le tube de rayon R_1 dans le cylindre de rayon R_2; les tubes sont bien centrés par la pièce de laiton B d'une part et le bouchon d'ébonite D d'autre part ([1]).

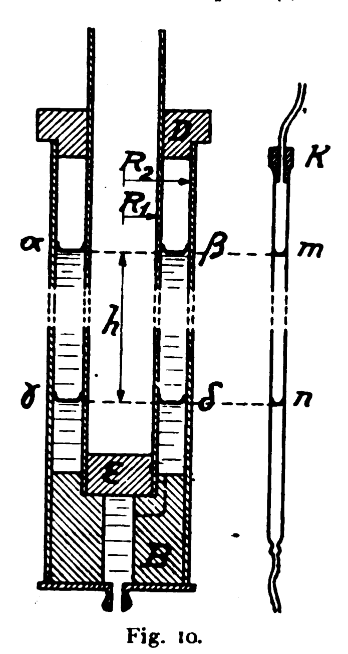


Fig. 10.

([1]) L'erreur introduite par un défaut de centrage serait très faible ; en effet fig. 11), au lieu de retrancher du volume *abcd* de valeur $\pi h^2_2 h$, le volume du

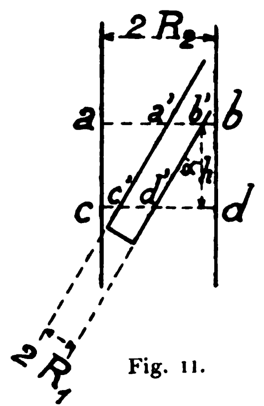


Fig. 11.

cylindre droit de hauteur h et de base πR_1^2, on retrancherait le volume du cylindre oblique $a'b'c'd'$ lequel a pour valeur :

$$\pi R_1^2 a'c' = \frac{\pi R_1^2 h}{\cos \alpha} = \pi R_1^2 h\left(1 + \frac{\alpha^2}{2}\right).$$

Si l'inclinaison est égale à 1' on a : $\alpha = \frac{3,14}{10.800}$ et $\alpha^2 < 10^{-7}$.

Le tube extérieur et la burette occupant rigoureusement les mêmes positions que lors de la première expérience, on remplit à nouveau le tube, on vise le repère m et on laisse écouler le liquide jusqu'à ce que le ménisque arrive dans la burette au repère n ; on obtient par pesée le poids du liquide écoulé $\pi\,(R_2^2 - R_1^2)\,h\,\rho$, augmenté du poids du liquide contenu dans la burette entre les repères m et n. Soit p' le poids obtenu.

Une troisième expérience consiste à supprimer la communication entre le tube et la burette, à remplir celle ci au-dessus du repère m, à laisser écouler le liquide jusqu'en m, puis à recueillir le liquide compris entre les repères m et n. Soit p_1 le poids du liquide écoulé, on a :

$$\pi R_2^2 h \rho = p - p_1$$
$$\pi (R_2^2 - R_1^2) h \rho = p' - p_1$$

et

$$\frac{R_2^2}{R_1^2} = \frac{p - p_1}{p - p'}$$

22. Précautions à prendre. — 1° Pour que les phénomènes de capillarité n'interviennent pas, il faut que le ménisque en $\alpha\,\beta$ (fig. 9) ait exactement la même forme qu'en $\gamma\,\delta$. Or le liquide arrive en $\gamma\,\delta$ en descendant, il faut donc qu'il en soit de même en $\alpha\,\beta$. On devra par conséquent remplir le tube à un niveau très supérieur à $\alpha\,\beta$, faire écouler le liquide, repérer le ménisque m correspondant au niveau $\alpha\,\beta$, puis faire à nouveau écouler le liquide jusqu'au niveau $\gamma\,\delta$.

Il faut d'autre part que les deux tubes ainsi que la burette soient parfaitement propres. Pour la burette il n'y a pas de difficulté ; il suffit de la laver fréquemment avec une solution sulfurique de bichromate de potassium ; en fait, elle était toujours remplie de cette solution dans l'intervalle de deux expériences.

Si les cylindres ne sont pas parfaitement propres, non seulement les ménisques peuvent n'être pas identiques mais encore des gouttelettes d'eau peuvent adhérer aux surfaces métalliques. L'expérience montre qu'en frottant ces surfaces avec un linge recouvert d'une légère couche de potée d'étain, puis en lavant longuement avec de la benzine, il ne se produit plus aucune adhérence.

2° Le liquide est introduit lentement par la burette jusqu'à ce qu'il atteigne un niveau notablement supérieur à celui que l'on désire atteindre. Des bulles d'air peuvent rester emprisonnées dans le tube de communication. Pour éviter cette grave cause d'erreur, on adapte un bouchon de caoutchouc K (fig. 10) à la partie supérieure de la

burette; ce bouchon est traversé par un tube qui communique avec une trompe à eau; on laisse rentrer l'air à la partie supérieure de la burette, on refait le vide et ainsi de suite jusqu'à ce qu'il ne se dégage plus aucune bulle.

3° Le liquide est recueilli dans un récipient en verre et comme l'écoulement doit être lent, il y a lieu de craindre des pertes de liquide par évaporation. A la température à laquelle j'ai opéré (18° environ) j'ai constaté que le liquide contenu dans le récipient dépourvu de couvercle subissait une diminution de poids égale à 80 milligrammes en une heure quarante-cinq minutes.

L'erreur commise du fait de l'évaporation est négligeable; en effet, la durée de l'écoulement est de l'ordre de cinq minutes. D'autre part, afin d'amener le ménisque à affleurer aux traits m et n, il faut qu'à la fin de chaque opération l'écoulement ait lieu goutte à goutte. Or le poids d'une goutte est de l'ordre 50 milligrammes [1]; les erreurs que l'on peut commettre en mettant une goutte en trop ou en moins sont donc très supérieures à celles qui proviennent du fait de l'évaporation.

4° Si nous utilisons les notations du § 21 et si nous désignons par u le rapport $\frac{R_2}{R_1}$ on a :

$$u^2 = \frac{R_2^2}{R_1^2} = \frac{p - p_1}{p - p'}$$

d'où

$$\frac{du}{u} = \frac{1}{2} dp \left(\frac{dp}{p - p_1} - \frac{dp_1}{p - p_1} - \frac{dp}{p - p'} + \frac{dp'}{p - p'} \right)$$

En se plaçant dans le cas le plus défavorable et en remarquant que $dp = dp' = dp_1$ l'erreur relative devient :

$$\frac{du}{u} = \frac{1}{2} dp \left(\frac{1}{p - p_1} - \frac{1}{p - p'} + \frac{1}{p - p_1} + \frac{1}{p - p'} \right) = \frac{dp}{p - p_1}$$

Dans cette expression dp désigne, non pas l'erreur commise sur la pesée, laquelle est tout à fait négligeable comme nous le verrons, mais l'erreur provenant de ce qu'on a laissé écouler quelques gouttes en plus ou en moins.

Pour le condensateur étudié, les ordres de grandeur étaient les suivants :

$$p = 460 \text{ gr} \quad p' = 345 \text{ gr} \quad p_1 = 190 \text{ gr}$$

[1] Exactement 48,5 milligr. pour le robinet utilisé.

****

En admettant une erreur de deux gouttes par pesée, c'est-à-dire 0,100 gr, on trouve

$$\frac{du}{u} < 4.10^{-4}$$

On voit qu'il est nécessaire de faire les visées de ménisques avec une grande précision.

La méthode qui a donné les meilleurs résultats est la suivante :

Tout l'appareil étant fixé solidement, de façon que pendant la durée d'une expérience le condensateur et la burette occupent des positions rigoureusement constantes l'un par rapport à l'autre, on vise le trait de repère *m* gravé sur la burette au moyen de la lunette du cathétomètre; puis l'obscurité ayant été faite dans le laboratoire,

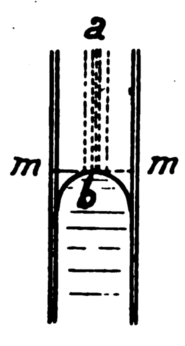


Fig. 12.

on allume une seule lampe placée au même niveau que la lunette et à peu près au milieu. Le fond de la burette joue le rôle d'un miroir cylindrique et on aperçoit dans la lunette un trait brillant *ab* qui est interrompu au sommet du ménisque; on a l'aspect de la figure 12.

Dans certaines expériences on a pu très bien se rendre compte que le ménisque n'ayant pas encore atteint le repère, celui-ci était nettement dépassé si on laissait écouler une seule goutte de plus.

23. **Pesées.** — Pour connaître le rapport $u^2 = \frac{R_2^2}{R_1^2} = \frac{p - p_1}{p - p'}$ il n'est évidemment pas nécessaire de connaître la valeur exacte, en fonction du gramme, des poids utilisés, il suffit de les connaître en valeur relative. Pour les poids étalonnés égaux ou supérieurs à dix grammes, je me suis servi d'une boîte de poids que j'ai soigneusement comparés entre eux. Les poids inférieurs à 10 grammes provenaient d'une boîte que M. Leduc avait eu l'amabilité de me prêter et dans laquelle il me disait avoir toute confiance; le poids d'un gramme

avait été comparé avec un autre poids d'un gramme, étalonné au pavillon de Breteuil.

Les différents poids marqués supérieurs à 10 grammes ont été évalués en fonction du poids de 100 grammes pris comme étalon. J'ai constaté que les différents poids étaient comparables entre eux, sauf les deux poids de 10 grammes qui étaient bien égaux, mais ne valaient que 9,995 grammes.

Toutes les pesées ont été faites à un milligramme près sur une balance du type de celles utilisées par Regnault pour la mesure de la masse spécifique de l'air. Si nous nous reportons à la formule établie au paragraphe précédent, et si nous faisons cette fois $dp = 0{,}001$ gr au lieu de $dp = 0{,}1$ gr, on trouve

$$\frac{du}{u} = 4.10^{-6}$$

L'erreur qui provient du fait des pesées est donc négligeable.

Naturellement pendant la durée d'une pesée le récipient contenant le liquide était recouvert d'un disque en verre qui l'obturait. Toutefois l'évaporation n'était pas rigoureusement nulle, le récipient pouvant communiquer avec l'atmosphère par suite de l'ajutage qui était à un niveau un peu inférieur à celui du couvercle. L'expérience a montré que la diminution du poids était de 30 milligrammes en trois heures, au lieu de 80 milligrammes en une heure quarante-cinq lorsqu'il n'y avait pas de couvercle. Enfin je me suis toujours astreint à terminer complètement une expérience dans le cours d'une matinée ou d'une après-midi, de façon que les variations de température ne viennent pas modifier la densité du liquide utilisé [1]. Bien entendu les trois remplissages du cylindre extérieur, de l'espace annulaire et de la burette étaient effectués avec la même eau distillée.

ÉTUDE DU CONDENSATEUR I

24. **Régions étudiées.** — Chacune des armatures a 1 mètre de longueur et cinq régions ont été étudiées (fig. 13); chacune de ces

---

(1) L'obligation d'opérer rapidement nécessitait la présence de trois personnes; l'une devait effectuer les visées, une autre réglait l'écoulement du liquide et pendant ce temps la troisième effectuait une pesée. Je remercie vivement MM. A. Vuibert et P. Arnaud de l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée.



régions a environ 22 centimètres, je les désignerai par les lettres : A, B, C, D, E.

Cette longueur de 22 centimètres correspondait à la distance des repères 0 — 25 et 25 — 50 de la burette.

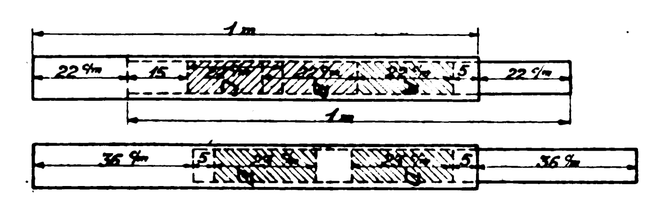


Fig. 13.

25. **Résultats des mesures pour la région A.** — Les résultats de cinq expériences ont donné pour la valeur de $\frac{R_2}{R_1}$ les résultats suivants :

1,5357 1,5352 1,5362 1,5354 1,5367.

La moyenne de ces nombres est :

1,53584.

L'écart maximum entre deux nombres est égal à .

$$1{,}5367 - 1{,}5354 = 0{,}0013.$$

L'écart le plus grand avec la moyenne est :

$$1{,}5367 - 1{,}5358 = 0{,}0009\ (^1).$$

(1) Voici le détail des nombres obtenus pour les différentes expériences. (Tous les nombres sont exprimés en grammes.)

1re expérience :	$p = 451{,}910$	$p' = 340{,}380$	$p - p' = 111{,}530$	
	$p_1 = 188{,}870$	$p - p_1 = 263{,}040$	$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5357$	$t = 15°$
2e expérience :	$p = 451{,}760$	$p' = 340{,}225$	$p - p' = 111{,}535$	
	$p_1 = 188{,}870$	$p - p_1 = 262{,}890$	$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5352$	$t = 15°$
3e expérience :	$p = 461{,}135$	$p' = 346{,}550$	$p - p' = 114{,}585$	
	$p_1 = 190{,}710$	$p - p_1 = 270{,}425$	$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5362$	$t = 20°2$
4e expérience :	$p = 460{,}940$	$p' = 346{,}320$	$p - p' = 114{,}620$	
	$p_1 = 190{,}710$	$p - p_1 = 270{,}230$	$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5354$	$t = 20°$
5e expérience :	$p = 460{,}905$	$p' = 346{,}490$	$p - p' = 114{,}415$	
	$p_1 = 190{,}710$	$p - p_1 = 270{,}195$	$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5367$	$t = 20°2$

Les différences considérables entre les nombres des deux premières expériences et ceux des trois dernières proviennent de ce que l'on n'a pas utilisé la même burette dans ces différentes expériences. D'autre part, les poids indiqués comprennent tous le poids du récipient contenant le liquide; ce poids s'élimine par différence.

26. Résultats des mesures pour la région B. — Cette région empiète légèrement sur la région A de 4 centimètres environ. Les résultats de cinq expériences sont les suivants :

1,5359 1,5359 1,5349 1,5360 1,5357.

La moyenne est *1,53568;* l'écart maximum entre les deux nombres a pour valeur 1,5360 — 1,5340 = 0,0011. L'écart maximum avec la moyenne est 0,00078.

L'étude de cette région a montré que les nombres restent bien comparables entre eux dans le temps, car la première expérience a été faite le 29 avril 1925, le matin; la seconde, le même jour et le soir; la troisième et la quatrième sont du 6 mai et la cinquième du 8 juillet (1).

27. Résultats des mesures pour la région C. — Cette région a une longueur de 23 centimètres environ. Six expériences ont donné les nombres :

1,5360 1,5363 1,5353 1,5368 1,5367 1,5352.

La moyenne est *1,53605*, l'écart maximum entre deux nombres est égal à 1,5368 — 1,5352 = 0,0016 et l'écart maximum avec la moyenne est 0,00085 (2).

---

(1) Détail des expériences :

1re expérience :	$p = 419,475$	$p' = 307,810$	$p - p' = 111,665$	
	$p_1 = 156,030$	$p - p_1 = 263,446$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5259$	$t = 13°8$
2e expérience :	$p = 452,070$	$p' = 340,470$	$p - p' = 111,600$	
	$p_1 = 188,800$	$p - p_1 = 263,445$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5359$	$t = 14°2$
3e expérience :	$p = 451,950$	$p' = 340,275$	$p - p' = 111,675$	
	$p_1 = 188,840$	$p - p_1 = 263,110$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5349$	$t = 14°4$
4e expérience :	$p = 451,815$	$p' = 340,360$	$p - p' = 111,455$	
	$p_1 = 188,840$	$p - p_1 = 262,975$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5360$	$t = 14°4$
5e expérience :	$p = 461,400$	$p' = 346,610$	$p - p' = 114,790$	
	$p_1 = 190,660$	$p - p_1 = 270,740$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,6357$	$t = 20°$

Les grandes différences observées entre la première expérience et les trois suivantes d'une part, entre les quatre premières et la dernière d'autre part, proviennent de ce que l'on n'a pas opéré avec le même récipient pour recueillir le liquide.

(2) Voici le détail des expériences :

1re expérience :	$p = 461,800$	$p' = 347,180$	$p - p' = 114,620$	
	$p_1 = 191,140$	$p - p_1 = 270,660$	$\frac{R}{R_1} = 1,5360$	$t = 20°$
2e expérience :	$p = 461.990$	$p' = 347,240$	$p - p' = 114,750$	
	$p_1 = 191,140$	$p - p_1 = 270,850$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5363$	$t = 20°$
3e expérience :	$p = 462,120$	$p' = 347,140$	$p - p' = 114,980$	
	$p_1 = 191,060$	$p - p_1 = 271,060$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5353$	$t = 19°$

28. Résultats des mesures pour la région D. — Cette région, comme on le voit (fig. 13), correspond à la région A pour le tube extérieur et aux régions A et B pour le tube intérieur. Les valeurs trouvées pour $\frac{R_2}{R_1}$ furent les suivantes :

1,5360 1,5350 1,5360 1,5357.

Moyenne $=$ *1,53567*. Ecart maximum : 1,5360 — 1,5350 = 0,0010 [1].
Ecart maximum avec la moyenne : 1,53567 — 1,5350 = 0,00067.

29. Résultats des mesures pour la région E. — Cette région correspond à la majeure partie de la région C pour le tube intérieur et aux régions B et C pour le tube extérieur. Voici les valeurs trouvées :

1,5357 1,5361 1,5359 1,5352.

Moyenne : *1,53572*. Écart maximum : 1,5361 — 1,5352 = 0,0009.
Écart maximum avec la moyenne : 1,53572 — 1,5352 — 0,00052 [2].

4e expérience :	$p = 461,910$	$p' = 347,240$	$p - p' = 114,670$	
	$p_1 = 191,060$	$p - p_1 = 270,850$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5368$	$t = 19$
5e expérience :	$p = 461,955$	$p' = 347,260$	$p - p' = 114,695$	
	$p_1 = 191,090$	$p - p_1 = 270,865$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5367$	$t = 19°5$
6e expérience :	$p = 461,990$	$p' = 347,060$	$p - p' = 114,930$	
	$p_1 = 191,090$	$p - p_1 = 270,900$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5352$	$t = 19°5$

Ces deux dernières expériences ont été faites le même jour, le 20 mai 1925, elles présentent presque l'écart maximum. D'après ce que nous avons vu (§ 22) il suffit, pour observer cet écart, d'avoir commis une erreur d'*une* goutte sur p et de *quatre* sur p_1, ces erreurs étant faites, l'une dans un sens, l'autre dans l'autre sens. Cette erreur de quatre gouttes ne provient certainement pas des visées; vraisemblablement l'un des cylindres avait été mal nettoyé et des gouttelettes avaient adhéré au métal.

[1] *1re expérience :*	$p = 461,125$	$p' = 346,500$	$p - p' = 114,625$	
	$p_1 = 190,670$	$p - p_1 = 270,455$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5360$	$t = 19°1$
2e expérience :	$p = 461,355$	$p' = 346,600$	$p - p' = 114,855$	
	$p_1 = 190,700$	$p - p_1 = 270,655$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5350$	$t = 20°2$
3e expérience :	$p = 461,460$	$p' = 346,700$	$p - p' = 114,760$	
	$p_1 = 190,700$	$p - p_1 = 270,760$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5360$	$t = 20°2$
4e expérience :	$p = 461,555$	$p' = 346,750$	$p - p' = 114,805$	
	$p_1 = 190,790$	$p - p_1 = 270,765$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5357$	$t = 21°$
[2] *1re expérience :*	$p = 461,330$	$p' = 346,570$	$p - p' = 114,760$	
	$p_1 = 190,682$	$p - p_1 = 270,648$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5357$	$t = 21°$
2e expérience :	$p = 461,400$	$p' = 346,680$	$p - p' = 114,720$	
	$p_1 = 190,685$	$p - p_1 = 270,715$	$\frac{R_2}{R_1} = 1,5361$	$t = 18°2$

Les nombres de cette région sont les derniers qui aient été déterminés ; aussi je leur attribue une importance particulière, la technique expérimentale étant parfaitement connue au moment de leur recherche. C'est ainsi, par exemple, que pour les trois dernières expériences, on avait pu déterminer la valeur de p_1 à une demi-goutte près, la visée des ménisques étant faite avec assez de précision pour que l'influence d'une goutte fît nettement dépasser le trait de repère.

30. **Valeur du rapport $\frac{R_2}{R_1}$.** — Si nous comparons les moyennes des nombres obtenus pour les trois premières régions nous trouvons :

$$\text{pour A} \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}53584$$

$$\text{pour B} \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}53568$$

$$\text{pour C} \quad \frac{R_2}{R_1} = 1{,}53605.$$

Nous voyons qu'il n'y a pas de variations systématiques, c'est-à-dire qu'au degré de précision des expériences, les deux armatures sont cylindriques ; en effet, les deux premières expériences ont donné pour la région B la valeur 1,5359, nombre supérieur à la moyenne obtenue pour la région A et inférieur à celle obtenue pour la région C. Quant à la région C, elle se confond sur une grande partie avec la région E pour laquelle la moyenne est 1,53573 ; il est donc vraisemblable, étant donnée l'importance qu'il y a lieu d'attacher aux mesures effectuées sur la région E, que le nombre 1,53605 est un peu trop fort.

Cette absence d'une variation systématique dans les nombres nous permet, pour obtenir la valeur du rapport $\frac{R_2}{R_1}$, de faire la moyenne des vingt-quatre expériences dont le détail a été donné aux paragraphes précédents.

On trouve ainsi : $\frac{R_2}{R_1} = \frac{36{,}8595}{24} = 1{,}53581.$

Le nombre le plus fort qui ait été trouvé est 1,5368 (4[e] expérience, région C).

3[e] expérience :	$p = 461{,}405$	$p' = 346{,}655$	$p - p' = 114{,}750$	
	$p_1 = 190{,}685$	$p - p_1 = 270{,}720$	$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5359$	$t = 18°4$
4[e] expérience :	$p = 461{,}390$	$p' = 346{,}530$	$p - p' = 114{,}860$	
	$p_1 = 190{,}685$	$p - p^1 = 270{,}705$	$\frac{R_2}{R_1} = 1{,}53518$	$t = 19°$

Le nombre le plus faible est 1,5349 (3[e] expérience, région B).

Les écarts avec la moyenne générale sont :

$$1{,}5368 - 1{,}5358 = 0{,}001 \quad \text{et} \quad 1{,}5358 - 1{,}5349 = 0{,}0009.$$

L'erreur absolue la plus grande est donc 10^{-3} et l'erreur relative correspondante a pour valeur : $\frac{1}{1\,500}$.

31. **Valeur de la capacité unitaire.** — Pour $\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5358$, la capacité unitaire est $c_1 = 1{,}1653$.

Pour $\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5368$ (nombre qui s'écarte le plus de la moyenne) on trouve : $c_1 = 1{,}1636$.

L'erreur absolue maximum est donc 17.10^{-4} et l'erreur relative :

$$\frac{dc_1}{c_1} = 14.10^{-4} = \frac{0{,}7}{500}.$$

On peut encore remarquer que sur les vingt-quatre expériences, quatre nombres seulement s'écartent assez notablement de la moyenne, ce sont les nombres :

$$1{,}5368 \qquad 1{,}5367 \qquad 1{,}5367 \qquad 1{,}5349.$$

En faisant abstraction de ces quatre expériences, la moyenne générale deviendrait $\frac{30{,}7144}{20} = 1{,}53572$, ce qui est précisément la moyenne obtenue pour la région E, région pour laquelle, comme nous l'avons dit, les expériences ont été faites avec une très grande précision. Je pense qu'il y a par conséquent lieu d'adopter ce nombre. La capacité unitaire prend alors la valeur :

$$c_1 = 1{,}16554.$$

En faisant toujours abstraction des quatre nombres que nous venons de citer, les écarts les plus grands deviennent :

$$1{,}5363 - 1{,}53572 = 0{,}00058$$
$$1{,}53572 - 1{,}5350 = 0{,}00022.$$

Pour $\frac{R_2}{R_1} = 1{,}5363$ il vient $c_1 = 1{,}1645$ (exactement 1,16448).

L'erreur absolue ne serait plus que 0,00106 et l'erreur relative $\frac{dc_1}{c_1}$ serait légèrement plus faible, un peu inférieure à un millième (9.10^{-4}).

32. **Mesures des rayons.** — Pour calculer l'erreur possible provenant de l'excentricité des cylindres (§ 17), il faut connaître non seulement le rapport des rayons, mais encore la valeur de chacun



d'eux. Cette mesure a présenté d'autant plus d'intérêt que, comme nous allons le voir, j'ai obtenu un contrôle très précis de l'ensemble des expériences. Le diamètre $2R_1$ a été mesuré avec un palmer permettant de lire le micron, la précision étant évidemment très inférieure (de l'ordre de $\frac{1}{200}$ de millimètre).

Pour effectuer cette mesure, le cylindre a été monté sur deux pièces d'acier en forme d'X, ces X étant eux-mêmes sur un marbre. Le palmer avait un support dont l'axe était perpendiculaire à l'axe de la vis; en plaçant sous les X des cales de papier, on peut, par tâtonnements, amener l'axe de la vis du palmer à passer par un des diamètres du tube.

Les valeurs de $2R_1$ comptées de 10 centimètres en 10 centimètres environ, à partir de l'une des extrémités du cylindre (celui qui émerge du cylindre de rayon R_2) sont :

25,342 mm; 25,343 mm; 25,337 mm; 25,337 mm; 25,338 mm; 25,330 mm; 25,341 mm.

La valeur moyenne est 25,338 mm, d'où $R_1 = 12,664$ mm.

Comme $\frac{R_2}{R_1} = 1,53572$, on déduit $R_2 = 19,448$ mm et $2R_2 = 38,896$ mm.

(Pour $\frac{R_2}{R_1} = 1,5363$, nombre qui s'écarte le plus de la moyenne, il vient : $R_2 = 19,453$.)

Or, si la valeur moyenne de R_2 est difficile à obtenir directement, on pouvait en avoir la valeur approchée en mesurant le diamètre de la bague d'ébonite α (fig. 7) emmanchée sur le cylindre de rayon R_1; cette mesure directe m'a donné :

$$R_2 = 19,440 \text{ mm}.$$

33. **Étude du condensateur II.** — En employant exactement la même méthode que celle qui vient d'être décrite, j'ai mesuré le rapport des rayons $\frac{R_2}{R_1}$ du condensateur II pour les régions A, B, D, A′, B′, A″ (fig. 14).

Les résultats furent les suivants :

Région A :	1,2315	1,2316	1,2316	1,2318	1,2326	Moyenne : 1,2318
Région B :	1,2318	1,2313	1,2325	1,2316		Moyenne : 1,2318
Région D :	1,2313	1,2317	1,2313	1,2321	1,2324	Moyenne : 1,23176
Région A′ :	1,2326	1,2318	1,2317	1,2322	1,2322	Moyenne : 1,2321
Région B′ :	1,1319	1,2326	1,2327	1,2325	1,2319	Moyenne : 1,2323
Région A″ :	1,2317	1,2315	1,2319	1,2322	1,2317	Moyenne : 1,2318

La moyenne de ces vingt-neuf expériences est 1,2319.

Le plus petit nombre est 1,2313; le plus grand est 1,2327 (on ne le trouve d'ailleurs qu'une seule fois).

Le rapport des rayons est donc : $1{,}2319 \pm 0{,}0008$.

L'erreur relative est environ : $\frac{6}{10\,000}$.

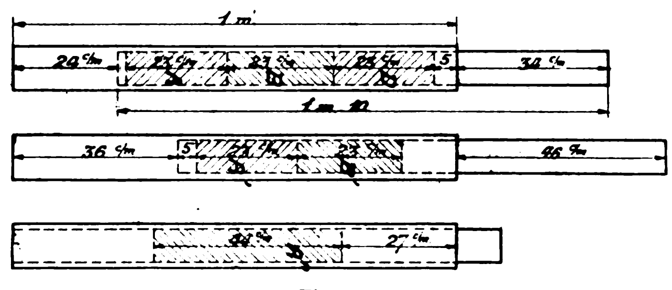


Fig. 14.

34. **Capacité unitaire du condensateur cylindrique II.** — Nous venons de voir que le rapport des rayons $\frac{R_2}{R'_1}$ est connu avec une précision à peu près égale à celle avec laquelle était connu le rapport $\frac{R_2}{R_1}$: mais il n'en est pas du tout de même de la capacité unitaire.

En effet, si nous prenons $\frac{R_2}{R'_1} = 1{,}2319$ on trouve $c_1 = 2{,}3974$, tandis que pour $\frac{R_2}{R'_1} = 1{,}2327$, c'est-à-dire pour une variation relative de $\frac{6}{10\,000}$ il vient $c_1 = 2{,}3900$.

L'erreur relative commise sur la capacité est donc un peu supérieure à $\frac{3}{1\,000}$ alors qu'elle est de l'ordre de $\frac{1}{1\,000}$ si on utilise le condensateur I.

35. **Contrôle des mesures.** — Une mesure directe du diamètre $2R'_1$ (effectuée avec un palmer) a donné $2R'_1 = 31{,}58$ mm. Nous pouvons à nouveau calculer R_2 puisque $\frac{R_2}{R'_1} = 1{,}2319$; il vient $R_2 = 19{,}451$, alors que le résultat des mesures effectuées pour le condensateur I était 19,448. La différence relative des deux nombres trouvés est :

$$\frac{0{,}003}{19{,}400} = 1{,}5\ 10^{-4}.$$

36. **Erreur globale.** — *Condensateur I.* — Nous obtiendrons l'erreur globale en faisant la somme de différentes erreurs qui ont été précédemment évaluées.

Erreur provenant de la mesure de la longueur	10.10^{-5}	(§ 12)
Erreur due à l'excentricité.	4.10^{-5}	(§ 17)
Erreur provenant du manque de parallélisme des axes.	3.10^{-5}	(§ 18)
Erreur commise sur la mesure de $\frac{R_2}{R_1}$.	140.10^{-5}	(§ 31)
L'erreur relative totale est donc certainement inférieure à	16.10^{-4}	

Comme l'erreur commise sur la mesure de $\frac{R_2}{R_1}$ n'excède vraisemblablement pas 90.10^{-5} (§ 31), on peut espérer que l'erreur relative globale ne dépasse pas 11.10^{-4}.

Condensateur II. — Cette fois l'erreur commise sur la mesure de la capacité unitaire c_1 est $\frac{d c_1}{c_1} = 300.10^{-5}$ (§ 34).

L'erreur relative globale est donc 337.10^{-5}. Les erreurs autres que celles commises sur la mesure du rapport $\frac{R_2}{R_1}$ sont négligeables.

Remarque. — Dans le calcul d'erreur je n'ai pas tenu compte des défauts de construction et c'est cependant là que réside une des principales causes d'erreur. C'est ainsi que Rosa et Dorsey estimant que la capacité de leur condensateur était connue à 7.10^{-5} près attribuent, assez arbitrairement d'ailleurs, aux défauts de construction une part égale à 2.10^{-5} alors que l'excentricité des cylindres n'entraînait qu'une erreur de l'ordre de 2.10^{-7}.

J'ai dit précédemment (§ 30) que les deux armatures des condensateurs étaient cylindriques en moyenne; mais ceci n'est évidemment exact que pour des longueurs de l'ordre de 20 centimètres puisque les pesées de liquide qui ont servi à mesurer le rapport $\frac{R_2}{R_1}$ portaient sur une telle longueur. Nous verrons au chapitre IV comment les mesures effectuées avec la méthode des battements permettent de vérifier la régularité des cylindres. Si ceux-ci sont bien construits, à des variations de longueur égales de l'armature interne devront correspondre des variations de capacité égales.

L'ordre de grandeur de cette cause d'erreur sera étudié au paragraphe 45.

(*A suivre.*) F. BEDEAU.

AU SUJET DE LA NOUVELLE FORMULE DE PROPAGATION DE KIEBITZ

Par R. MESNY

Professeur d'hydrographie de la Marine.

SOMMAIRE. — M. Kiebitz vient d'établir une théorie nouvelle de la propagation autour de la terre; il résout les équations de Maxwell en y apportant la simplification qui résulte de ce que les champs électrique et magnétique sont très sensiblement égaux à tout instant (unités de Hertz) à quelque distance des émetteurs. Dans la note qui suit, son calcul est repris par une méthode différente qui permet de le pousser davantage et de montrer que la simplification qu'il apporte est incompatible avec les équations de Maxwell, les résultats obtenus sont donc illusoires et la théorie ne peut en aucune façon représenter la réalité.

M. Kiebitz vient d'exposer une nouvelle théorie de la propagation des ondes autour de la terre ([1]), théorie qui le conduit à la formule :

$$E^{\frac{volt}{m}} = 0{,}377 \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{I_{(amp.)}}{d_{(km)}} \frac{\gamma_{(rad)}}{\sin \gamma}$$

E est le champ électrique en un point de la terre, γ est l'arc de grand cercle joignant ce point à l'émetteur, les autres lettres ont leurs acceptions habituelles.

Cette formule donne des valeurs numériques assez voisines de celles que l'on observe pour les *champs maxima de nuit*, aussi bien pour les ondes longues de Rockey Point écoutées à Berlin, que pour les ondes très courtes de Nauen écoutées à Buenos-Aires.

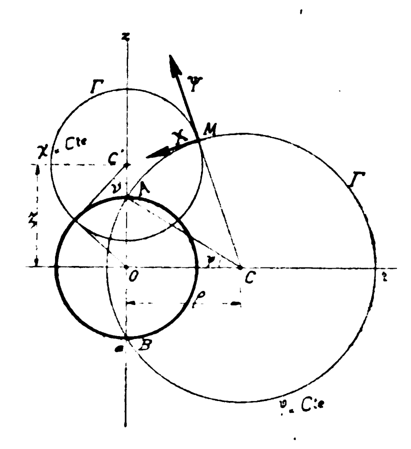
Revenant sur une idée déjà exprimée ([2]) pour combattre l'hypothèse d'une couche conductrice, cet auteur estime que la propagation qui se rapproche le plus du cas « théorique » (absence d'absorption) est précisément celle de nuit; sa théorie donnerait donc la véritable explication de la propagation autour du globe. D'après son exposé les ondes électro-magnétiques suivraient naturellement la terre conductrice, sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir aucun agent atmosphérique, et la question est d'importance aujourd'hui où les recherches sur l'influence de l'atmosphère ionisée se multiplient pour découvrir l'explication des phénomènes observés.

([1]) Kiebitz. *Ann. der. Phys.*, **80**. 1926, 728; *Télégr. u. Fernspr. Technik*, **15**, 1926, 207-216; *Elekt. Nachr. Tel.*, **3**, 1926, 376-382.

([2]) Kiebitz, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **12**, juin 1924, 233-241.
Bauemler, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **13**, fév. 1925, 29.

La question de la propagation autour du globe, lorsqu'on laisse de côté le rôle de l'atmosphère, a déjà été étudiée longuement. Commencée en 1903 par Macdonald [1] elle a été poursuivie par Lord Rayleich, H. Poincaré, Nicholson, von Rybzinski, Love et a abouti en 1918 et 1919 aux travaux de Watson et de van der Pol, dont on connaît bien la conclusion : *Dans les conditions examinées, la théorie conduit à des valeurs du champ, considérablement plus petites que celles observées ; il est nécessaire d'introduire des conditions nouvelles pour justifier la propagation telle qu'on la constate.*

Sans mentionner de ces longs travaux autre chose que les difficultés de calcul des séries auxquelles ils aboutissent, M. Kiebitz reprend le problème en partant des équations de Maxwell, mais en introduisant une simplification : « A grande distance d'un système



émetteur le champ magnétique et le champ électrique sont sensiblement égaux à tout instant (unités de Hertz). » Cette relation simple, conséquence de la faible courbure des ondes éloignées de leur point d'émission, est vérifiée par l'observation.

Il admet qu'en s'imposant cette condition, la solution qu'il obtien-

(1) Macdonald (H. M.), *Pr. Roy. Soc. London*, **71**, 1903, 51; **72**, 1904, 59: **90**, 1914, 50.
Lord Rayleigh, *Pr. Roy. Soc.*, **72**, 1904, 40.
Poincaré (H.), *Proc. Roy. Soc.*, **72**, 1904, 44: *C. R.*, 20 mars 1909; *Jahrb. Dr. Tel.*, **3**, 1910, 445.
Nicholson (J. W.), *Ph. Mag.*, **19**, 1910, pp. 276, 435, 516, 757 : **20**, 1910, 157: **21**. 1911, pp. 62, 281,
Rybzinski (W. von), *Ann. der Phys.*, **41**, 1913, 191.
Love (A. E. H.), *Phil. Trans.*, **215** A, 1915, 105.
Watson (G. V.), *Proc. Roy. Soc.*, **95** A, 1918, 83-99.
Van der Pol (B.), *Phil. Mag.*, **38**, 1919, 365-381.

dra représentera le champ à une distance des émetteurs relativement grande, c'est-à-dire correspondra aux besoins de la pratique.

Il trouve alors une solution particulièrement simple dans laquelle les « rayons » (lignes normales au champ électrique) sont des cercles Γ passant par l'émetteur A et son antipode B; quant aux lignes de champ électrique elles sont représentées dans chaque méridien par la famille des cercles Γ' orthogonaux aux précédents. Les intégrations sont faciles et le conduisent pour l'amplitude du champ en un point M à une valeur inversement proportionnelle à la distance de ce point à l'axe AB.

Pour obtenir le coefficient de porportionnalité en fonction des données de l'émetteur (h, I, λ), M. Kiebitz utilise ce fait qu'à une distance de quelques longueurs d'onde le champ au-dessus de la terre est sensiblement le même qu'au-dessus d'un plan indéfini et, pour ces courtes distances, il identifie sa formule à celle du dipôle.

A priori ce procédé de calcul est douteux; s'il est facile d'introduire dans des fonctions explicitées des simplifications provenant de la petitesse de certains termes, il en est tout autrement quand il s'agit d'équations aux dérivées partielles : une modification insignifiante en apparence peut conduire à une transformation complète des solutions. En outre, en écrivant d'emblée l'égalité de deux des inconnues on ajoute une équation et il y a de grandes chances pour qu'on introduise ainsi quelque part une incompatibilité. — Nous nous proposons de montrer que cette incompatibilité existe et que la solution trouvée ne correspond à rien de réel.

Pour étudier la distribution ci-dessus du champ, il y a avantage à employer comme surfaces de coordonnées les sphères Γ passant par A et B, les sphères Γ' orthogonales aux précédentes et les plans méridiens. Les équations sont beaucoup plus simples qu'avec les coordonnées sphériques ou cartésiennes et facilitent une étude complète du problème.

Soit a le rayon de la terre, ρ l'abcisse du centre C d'un cercle Γ, nous définirons ce cercle par l'angle ψ.

$$\psi = \text{arc tg } \frac{a}{\rho}$$

En appelant ξ l'ordonnée d'un cercle Γ', nous le définirons par l'angle hyperbolique χ tel que

$$\chi = \text{arc tg} h \frac{a}{\xi}.$$

Enfin un plan méridien sera défini par l'angle φ qu'il fait avec un méridien origine.

On calcule facilement les coordonnées cartésiennes r et z d'un point M, en posant

$$m = \cosh\chi - \cos\psi$$

on trouve

$$(1) \qquad r = \frac{a\sin\psi}{m} \qquad\qquad z = \frac{a\sinh\chi}{m}.$$

Dans un système triple orthogonal comme celui-ci, les équations de Maxwell s'écrivent rapidement ([1]).

Soit u_1, u_2 et u_3 les coordonnées, l'élément d'arc $d\sigma$ correspondant à trois accroissements du_1, du_2, du_3, peut s'écrire :

$$d\sigma^2 = \left(\frac{u_1}{U_1}\right)^2 + \left(\frac{u_2}{U_2}\right)^2 + \left(\frac{u_3}{U_3}\right)^2$$

et les équations cherchées sont alors, en appelant E et H les champs électrique et magnétique

$$-\frac{1}{c}\frac{1}{U_2U_3}\frac{\partial H_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u_2}\left(\frac{E_3}{U_3}\right) - \frac{\partial}{\partial u_3}\left(\frac{E_2}{U_2}\right)$$
$$\frac{1}{c}\frac{1}{U_2U_3}\frac{\partial E_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u_2}\left(\frac{H_3}{U_3}\right) - \frac{\partial}{\partial u_3}\left(\frac{H_2}{U_2}\right)$$

c étant la vitesse de la lumière.

Ici, $u_1 = \varphi$, $u_2 = \psi$ et $u_3 = \chi$; pour calculer U_1, U_2 et U_3, écrivons l'expression de $d\sigma$ en coordonnées cylindriques.

$$d\sigma^2 = r^2\,d\varphi^2 + dr^2 + dz^2.$$

Au moyen des relations (1) on trouve

$$(2) \qquad d\sigma^2 = \frac{a^2}{m^2}(\sin^2\varphi\,d\varphi^2 + d\psi^2 + d\chi^2)$$

et

$$\frac{1}{U_1} = \frac{a\sin\varphi}{m} \qquad\qquad \frac{1}{U_2} = \frac{1}{U_3} = \frac{a}{m}.$$

Nous nous limiterons au cas d'un champ de révolution autour de AB, le champ électrique se trouvant dans le méridien.

Soit Ψ et X les champs électriques normaux aux cercles $\psi = cte$ et $\chi = cte$, H le champ magnétique; on a

$$E_1 = 0, \qquad E_2 = \Psi, \qquad E_3 = X$$
$$H_1 = H \qquad H_2 = H_3 = 0$$

et les équations sont, avec les unités de Hertz :

$$-\frac{1}{c}\frac{a^2}{m^2}\frac{\partial H}{\partial t} = a\left[\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{X}{m}\right) - \frac{\partial}{\partial\chi}\left(\frac{\Psi}{m}\right)\right]$$

([1]) Brillouin (M.), *Propagation de l'électricité*, p. 326.

$$\frac{1}{c}\frac{a^2}{m^2}\sin\varphi\frac{\partial\Psi}{\partial t} = a\frac{\partial}{\partial\chi}\left(\frac{H\sin\varphi}{m}\right)$$

$$\frac{1}{c}\frac{a^2}{m^2}\sin\varphi\frac{\partial X}{\partial t} = -a\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{H\sin\varphi}{m}\right)$$

et en posant

$$\frac{H}{m} = H' \qquad \frac{\Psi}{m} = \Psi' \qquad \frac{X}{m} = X'$$

il vient

$$(3) \qquad -\frac{1}{c}\frac{a}{m}\frac{\partial H'}{\partial t} = \frac{\partial X'}{\partial\psi} - \frac{\partial\Psi'}{\partial\chi}$$

$$(4) \qquad \frac{1}{c}\frac{a}{m}\frac{\partial\Psi'}{\partial t} = \frac{\partial H'}{\partial\chi}$$

$$(5) \qquad \frac{1}{c}\frac{a}{m}\frac{\partial X'}{\partial t} = -\frac{\partial H'}{\partial\psi}$$

Voyons s'il existe une solution pour laquelle on aurait à tout instant :

$$(6) \qquad X = 0 \qquad \Psi = H$$

relations qui expriment que les lignes de champ sont les cercles Γ' et que les champs électrique et magnétique sont égaux [1].

L'équation (5) donne

$$(7) \qquad \frac{\partial H'}{\partial\psi} = 0$$

et si l'on dérive (4) par rapport à ψ en tenant compte de (6) et (7), il vient

$$\frac{a}{c}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{1}{m}\right)\frac{\partial H'}{\partial t} = 0$$

ce qui exige la constance de H'. *Il n'existe donc pas de solution répondant aux conditions posées.*

On peut aller plus loin et montrer que la solution donnée par M. Kiebitz, non seulement n'est pas rigoureuse, mais encore s'écarte de toute possibilité; il suffit pour cela d'effectuer l'intégration de la relation (4) où l'on aura fait $\Psi' = H'$.

Supposons H fonction sinusoïdale du temps et posons

$$H' = H'_0 \; e^{i\omega t}$$

il vient

$$\frac{dH'_0}{d\chi} = \frac{j\alpha a}{m} H'_0 \qquad \text{avec } \alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$$

(1) Il est inutile de se préoccuper ici de la présence de la terre, supposée conducteur parfait: elle se confond avec l'une des sphères Γ, auxquelles le champ est toujours normal. Les conditions aux limites sont satisfaisantes si l'on matérialise l'une quelconque de ces sphères au moyen d'un conducteur parfait.

ou

$$\frac{dH'_0}{H'_0} = j\alpha a \frac{d\chi}{m}.$$

Soit ds l'élément d'arc d'un cercle Γ, on l'obtiendra par la formule (2) en y faisant

$$d\varphi = d\psi = 0$$

$$ds = \pm a \frac{d\chi}{m}$$

et en choisissant le signe (—) il vient :

$$\frac{dH'_0}{H'_0} = -j\alpha ds$$

d'où

(8) $$H = \Psi = K(\cos h\chi - \cos\psi)\, e^{j(\omega t - \alpha s)}$$

relation qui montre bien, comme l'annonce M. Kiebitz, que la propagation se ferait le long des cercles Γ.

Pour obtenir la formule finale [1] il faut remplacer la variable χ par la longueur s du rayon compté depuis le point A ; on trouve :

$$\cosh\chi = \frac{\sin^2\beta + \sin^2(\beta + \psi)}{\sin\beta \sin(\beta + \psi)} \qquad \text{avec } \beta = \frac{s \sin\psi}{2a}.$$

Sur la terre,

$$\psi = \frac{\pi}{2}$$

et il vient simplement :

$$\cosh\chi = \frac{1}{\sin\frac{s}{a}}$$

$\frac{s}{a}$ n'est autre que l'angle sous tendu au centre de la terre par l'arc joignant l'émetteur au point où on considère le champ qui est alors, en termes réels, sur la terre :

$$\Psi = K\frac{\cos(\omega t - \alpha s)}{\sin\gamma}.$$

Si l'on remarque que la distance terrestre d est égale à $(a\gamma)$ on peut écrire pour l'amplitude du champ la formule :

$$E = K'\frac{\gamma}{d\sin\gamma}.$$

C'est la formule donnée par M. Kiebitz, la détermination de K'

[1] Par son procédé d'investigation, M. Kiebitz n'arrive pas à la formule générale (8), mais seulement à celle qui donne le champ le long d'un rayon.

étant faite comme nous l'avons dit par identification avec la formule du dipôle pour les courtes distances.

Revenons à la formule générale (8); si l'on calcule la divergence du champ Ψ on s'aperçoit qu'elle n'est pas nulle comme elle devrait l'être. Pour nous rendre compte de son importance, considérons les points voisins de l'axe Az. Dans cette région Ψ est normal à l'axe et rayonne symétriquement dans toutes les directions; le flux qui sort d'un petit cylindre de rayon R, et de hauteur dz, centré sur cet axe, est

$$2\pi R\, dz\, \Psi$$

ce qui donne pour la divergence

$$\frac{2\pi . R . dz . \Psi}{\pi R^2 . dz} = \frac{2\Psi}{R}.$$

Dans le cas du dipôle, le champ électrique est sensiblement nul sur l'axe à une distance de quelques longueurs d'onde; mais il est loin d'en être de même ici, son amplitude est

$$K (\cosh \chi - 1)$$

et l'on peut se faire une idée de la valeur de $\cosh \chi$ en remarquant que

$$\operatorname{tgh} \chi = \frac{oc'}{a} = \sin v$$

d'où on tire

$$\cosh \chi = \frac{1}{\cos v}.$$

Considérée isolément, cette divergence montre que, dans le cas même où la distribution donnée par la formule (8) serait possible, elle correspondrait à un espace en chaque point duquel se trouveraient des charges électriques variables; on sait en effet que la charge en un point est égale au quotient de la divergence par 4π.

Si la formule rappelée au début de cette note s'accorde avec des résultats expérimentaux, il n'y a donc là qu'une coïncidence fortuite et la théorie de M. Kiebitz ne peut en aucune façon représenter la réalité.

R. MESNY.



LA SUPPRESSION DES PARASITES EN T. S. F. PAR LES FILTRES ACOUSTIQUES

Par Albert NODON

Docteur ès sciences

Président de la Société astronomique de Bordeaux.

SOMMAIRE. — L'application des principes des filtres électromagnétiques utilisés en T. S. F. pour l'élimination des parasites a permis à M. Canac d'établir des filtres acoustiques éliminant respectivement les harmoniques gênants, dans les régions basse, haute et moyenne de l'échelle sonore. Les filtres accouplés par paires permettent de purifier de leurs parasites gênants les réceptions fournies par un récepteur téléphonique. Ces réceptions purifiées peuvent alors subir, par l'intermédiaire de lampes électroniques, une amplification aussi considérable qu'on le désire.

De nombreuses recherches ont été faites dans le but de supprimer, ou tout au moins d'atténuer, les parasites, si gênants dans les réceptions radiotéléphoniques.

De nombreux dispositifs furent préconisés dans ce but; mais en fait, aucun d'eux n'a encore donné entière satisfaction.

Signalons, à ce propos, un dispositif d'une application simple, permettant d'atténuer ces parasites. Un condensateur colloïde, dont la capacité est considérable sous un volume réduit, est intercalé entre l'antenne et le poste de réception ; un autre condensateur est placé entre la terre et le poste.

On obtient encore une atténuation plus grande en reliant la borne de terre au condensateur et en supprimant toute connexion avec la terre. Le condensateur joue alors le rôle d'un « contrepoids » d'une nature particulière.

Les montages précédents nécessitent un réglage particulier; ils diminuent un peu l'intensité des réceptions.

Mais ces dispositifs, pas plus que les autres, ne résolvent le problème consistant à éliminer complètement tous les parasites.

C'est dans un tout autre ordre d'idées qu'il convient de se placer pour trouver la solution cherchée. Dans ce but, M. Canac, directeur du laboratoire du Centre d'études de Toulon [1], a établi un principe nouveau permettant de séparer entièrement les sons purs de leurs parasites, au moyen d'ingénieux *filtres acoustiques*. Les filtres ont été établis en s'aidant des principes suivants des filtres électriques utilisés en T. S. F.

---

[1] *Journal de Physique*, juin 1926, série VI, tome VII, n° 6. Filtres acoustiques.

1° La différence de pression de l'air dans les tubes acoustiques, qui est la cause du son, correspond à une différence de potentiel, cause du courant électrique.

2° La vitesse des molécules d'air transmettant le son correspond à l'intensité du courant électrique ; d'autre part, il existe trois propriétés fondamentales du courant, qui sont : la self-induction, la capacitance et la résistance, ayant également leurs équivalents en acoustique : l'inertie, l'élasticité et la viscosité.

3° L'*inertie* est de la forme : $I.\frac{d^2x}{dt^2}$.

4° L'*élasticité* qui est proportionnelle au déplacement de la couche d'air est de la forme Kx.

5° La *viscosité* ou frottement, qui est proportionnelle à la force et à la vitesse, est de la forme : fv ou $f\frac{dx}{dt}$.

Or, dans une molécule d'air en mouvement oscillatoire, les forces d'inertie équivalent à chaque instant à l'ensemble des forces d'élasticité et de viscosité. On peut alors exprimer l'ensemble des forces extérieures par la relation :

$$F = I\frac{d^2x}{dt^2} + f\frac{di}{dt} + Kx$$

relation similaire à celle qui régit la circulation du courant électrique dans un circuit présentant de la self-induction, de la capacité et de la résistance. La force électromotrice appliquée au condensateur est alors représentée par la relation :

$$E = L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{i}{e}q$$

En pratique on obtient une *self-induction acoustique*, analogue à la self-induction électrique, en fixant un ajutage O de faible hauteur

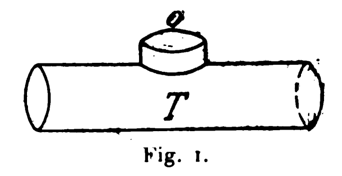


Fig. 1.

sur le côté d'un tuyau sonore T (fig. 1). Cet ajutage est d'un diamètre égal à l'ouverture latérale percée dans le tuyau. Lorsque l'air du tuyau vibre, la lame d'air O vibre également, comme le ferait une *membrane* douée uniquement d'*inertie*.

La *capacité* acoustique s'obtient en fermant l'ajutage O (fig. 2) par une membrane M dont l'élasticité permet d'emmagasiner de l'énergie pendant la compression et de la restituer pendant la décompression;

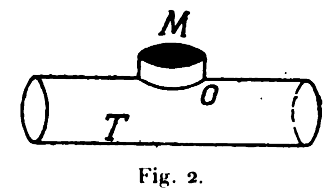


Fig. 2.

phénomène analogue à celui de la charge et de la décharge d'un condensateur électrique.

La *résistance* acoustique est représentée par le frottement de l'air en vibration dans le tuyau acoustique; frottement qui est du reste négligeable dans les tuyaux d'un diamètre suffisant.

L'*inertance* et la *capacitance* d'un tube acoustique (fig. 3) se manifestent dans la tranche d'air comprise entre deux ajutages latéraux O et O′ doués à la fois de self-induction et de capacité.

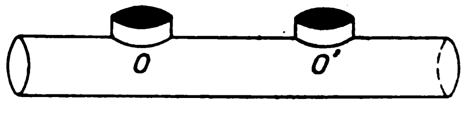


Fig. 3.

Il est facile de combiner les capacités et selfs-inductions acoustiques de façon à obtenir des résultats comparables à ceux que donnent les organes correspondants en T. S. F.

On sait, en effet, que les filtres électriques destinés à éliminer les fréquences basses, ou filtres passe-haut, sont représentés par le schéma (1 *bis*) dans lequel la limite de filtration est égale à :

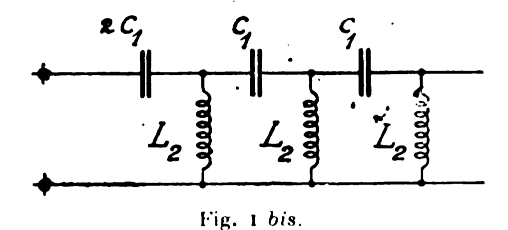


Fig. 1 *bis*.

$$\omega = \frac{1}{2\sqrt{L_2 C_1}}.$$

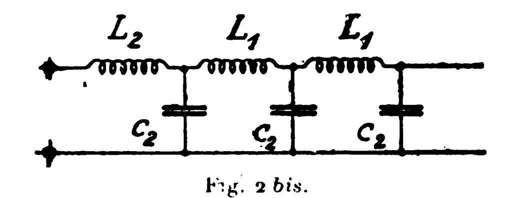


Fig. 2 *bis*.

L'élimination des fréquences élevées à l'aide des filtres passe-bas s'obtient en T. S. F. à l'aide des filtres figurés en (2 *bis*), dans lesquels la limite de la filtration est égale à :

$$\omega_1 = \frac{2}{\sqrt{L_1 C_2}}.$$

Enfin, la filtration des régions centrales s'obtient en T. S. F. à

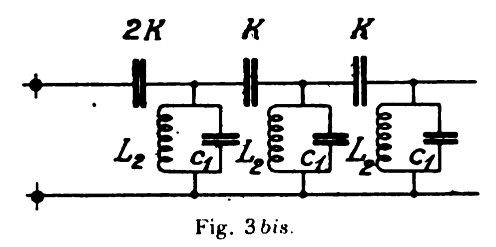


Fig. 3 *bis*.

l'aide de filtres passe-moyens, figurés en (3 *bis*), dans lesquels les limites de la filtration sont définies par :

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{(C_2 + 4K) L_2}} \qquad \omega_2 = \frac{1}{L_2 C_2}$$

LA RÉALISATION DES FILTRES ACOUSTIQUES

L'application des données précédentes aux phénomènes acoustiques permet de réaliser les trois dispositifs suivants :

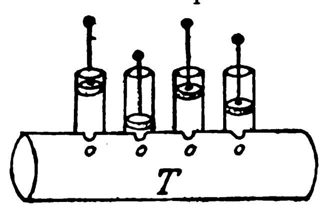


Fig. 4

Le *filtre acoustique passe-haut* (4) se compose de quatre petits cylindres fixés sur le côté du tube acoustique T.

Des pistons glissent dans ces cylindres où ils sont réglés à des

profondeurs déterminées, de façon à permettre l'élimination des sons aigus qui accompagnent les notes auxquelles on désire conserver toute leur pureté.

Le filtre passe-haut élimine parfaitement les sons aigus compris entre les notes ut_3 et $ré_5$, mais il ne retient pas les sons très aigus; fait qui ne présente du reste pas d'inconvénients sensibles au point de vue pratique.

Le *filtre passe-bas* (5) se compose d'une série de petits tubes *t t t t* disposés suivant l'axe du tube acoustique T formant capacité.

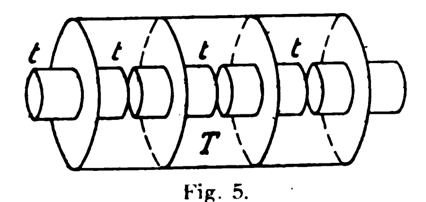


Fig. 5.

Chacun des tubes *t* est fixé au milieu d'une cloison étanche; les extrémités respectives de ces tubes sont séparées les unes des autres par un intervalle constituant des fenêtres, correspondant à la self-induction.

La self-induction et la capacité sonores se trouvent alors reliées en série comme dans le montage électrique.

Dans le *filtre passe-moyen* (6), le tube acoustique T porte des tubulures latérales, ou dérivations secondaires B B B B communiquant directement avec l'atmosphère extérieure. Ces tubulures sont percées de petites ouvertures latérales O O..., communiquant avec les chambres ménagées dans un tube A plus large que le tube T et formant capacité.

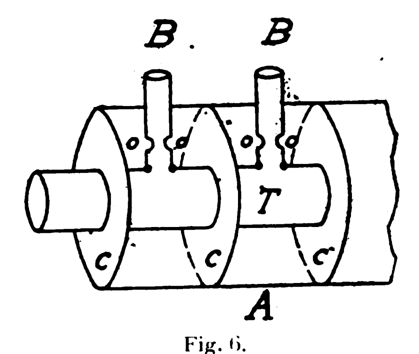


Fig. 6.

Ce montage se rapproche du montage électrique passe-moyen (3), mais il en diffère un peu, car la partie du tube secondaire, adjacente au tube principal T, constitue une self-inductance non prévue dans le montage (3). Cette self-inductance parasite introduit quelques troubles dans les effets constatés. Il y aurait lieu de revoir ce mode de montage afin de l'adapter plus complètement au schéma (3).

Montages en série. — Les résultats sélectifs sont bien meilleurs quand on accouple en série deux filtres de systèmes différents, tels que le passe-haut et le passe-moyen. La filtration devient alors parfaite à l'égard des sons placés au-dessous des limites fixées par les filtres.

On doit se rappeler, à ce sujet, que tout son renferme deux composantes principales, l'une formée par la note fondamentale, l'autre par ses harmoniques.

L'utilisation des deux filtres précédents permet d'éliminer complètement les harmoniques supérieurs.

Montage radiophonique. — On diminue les parasites si gênants dans l'audition radiophonique, en plaçant un filtre acoustique complet entre deux récepteurs téléphoniques.

Le premier récepteur fournit une réception normale, dépouillée de ses parasites; le second récepteur qui est relié à un amplificateur à lampes permet de compenser le léger affaiblissement que produit le filtre acoustique.

On prend, du reste, la précaution de placer les filtres dans des boîtes sourdes, afin d'éviter la pénétration de tous bruits extérieurs par les ouvertures de self-inductance.

Il n'est guère nécessaire d'insister sur l'importance que présentera cet intéressant perfectionnement, après sa mise au point définitive et son adaptation courante à la T. S. F.

Tous les sans-filistes connaissant suffisamment la grande gêne que provoquent les parasites dans les auditions.

Les parasites sont plus particulièrement gênants pendant l'été, et en toute saison à l'approche des troubles atmosphériques; leur intensité est encore trop considérable malgré les perfectionnements apportés aux filtres électriques.

Nous savons combien il est facile d'amplifier pour ainsi dire indéfiniment l'intensité des réceptions; mais on se trouve le plus souvent arrêté dans cette voie, par l'amplification parallèle que l'on donne aux parasites, ainsi que par les déformations inacceptables que subissent les auditions.

Tandis qu'au contraire, l'utilisation rationnelle de filtres acoustiques permettrait très probablement d'amplifier considérablement les réceptions qui resteraient pures, sans déformations ni parasites gênants.

Lorsque ce résultat sera atteint, il nous sera possible d'utiliser des antennes et des postes aussi réduits que possible, auxquels nous pourrons adjoindre de puissants haut-parleurs, pour la plus grande satisfaction de tous.

Les principes que nous venons d'exposer permettront sans doute de guider les chercheurs dans de nouvelles tentatives vers la solution rêvée : l'élimination complète des parasites !

Albert NODON,

SUR L'AMPLIFICATEUR A RÉSISTANCES

Par L. MIDY

Ingénieur A. et M.

SOMMAIRE. — Les amplificateurs « à résistances » délaissés par beaucoup d'amateurs offrent pourtant un champ de recherches intéressant. L'auteur a étudié cette question en vue d'obtenir un appareil soutenant la comparaison avec d'autres montages. Il indique quelques résultats extraits de longues séries de mesures qui permettront à l'amateur non outillé de pouvoir faire des recherches dans le même sens.

Il est regrettable que des lampes n'aient pas été étudiées pour utiliser rationnellement l'amplification à résistances.

Nous avons suivi avec beaucoup d'intérêt la communication de M. Mercier dans *l'Onde Electrique* d'août 1926 (page 413) concernant les « Recherches sur les meilleures conditions de fonctionnement d'un amplificateur à résistances ».

Ayant étudié pour des besoins industriels la même question en octobre 1925, nous nous permettons de soumettre ici quelques résultats d'expérience qui pourront peut-être être intéressants à titre de complément.

Il nous avait été donné d'étudier les articles du *Wireless World* du 28 janvier 1925 et du 23 septembre 1925 sur l'amplification à résistances et ceux du *Jahrbuch der drahtlosen télégraphie et und téléphonie*, band 26, heft 1 et band 26, heft 2, de Von Ardenne et H. Heinert (on s'y reportera avec grand profit).



Ces articles nous avaient indiqué les directions suivant lesquelles nous devions diriger notre étude et les méthodes de mesures employées n'offrent rien de particulièrement intéressant après l'article de M. Mercier.

Un premier amplificateur à deux lampes pour fréquences téléphoniques fut réalisé avec deux « microtriodes » dont le chauffage normal est compris entre 3 volts et 3 volts 5. La première résistance de plaque fut de 500 000 ohms, les deux résistances de fuite de 10 mégohms. la tension du circuit d'anode de 110 volts. La lampe détectrice précédant cet amplificateur et la lampe de sortie étaient chauffées sous 3 volts. La première lampe amplificatrice basse-fréquence fut chauffée sous *1,4 volt*. L'audition en haut parleur s'améliorait en puissance et pureté en passant de 3 volts à 1,4 volts ! Une lampe « super micro » mise à la place de la « microtriode » donna un résultat comparable avec 1,8 volt aux bornes du filament. Le condensateur de liaison ne gagnait pas à être porté au delà de 1×10^{-3} mfd. Ces résultats ne concordant guère avec la pratique courante que l'on avait des amplificateurs à résistances, l'étude fut poussée plus à fond pour un appareil à quatre lampes 2 H F. et 2 B F. entièrement monté avec liaisons à résistances.

Pour une lampe « microtriode » nous avons trouvé que si l'on chauffait le filament sous 3 volts avec 80 volts dans le circuit d'anode, la résistance optimum était de 274 000 ohms, le facteur d'amplification $q = \frac{\Delta VP}{\Delta VG}$ était égal à 6,6 (pour les amplificateurs à résistances courants ayant une résistance de 80 000 ohms dans le circuit plaque, $q = 4,5$). Si l'on abaissait le chauffage à 2 volts en gardant la même tension dans le circuit d'anode, la résistance optimum passait à 200 000 ohms et q devenait égal à 7,6.

Les résistances que nous utilisions étaient des petits bâtonnets de *silit*. Nous pensons utile alors d'attirer l'attention du chercheur sur le fait que ces résistances, bien qu'étant à notre connaissance les meilleures au point de vue stabilité dans le temps, ne suivent pas la loi d'Ohm. Pour les définir il fallait fixer une tension de mesure : 110 volts par exemple et y ramener les résistances optima trouvées.

C'est ainsi que la résistance de 274 000 ohms à utiliser pour une « microtriode » chauffée sous 3 volts avait cette valeur pour 52 volts appliqués à ses extrémités.

Ramenée à 110 volts elle n'était plus que de 210 000 ohms.

Pour le chauffage sous 2 volts, la résistance de 200 000 ohms pouvait être définie par 165 000 ohms sous 110 volts.

Pour une lampe « super micro », la résistance optimum fut trouvée égale à 685000 ohms sous 75 volts, q étant égal à 8,2. Définie sous 110 volts, cette résistance devenait 580000 ohms.

Pour une « triode universelle » la résistance optimum fut trouvée égale à 175000 ohms sous 50 volts, soit 130000 ohms sous 110 volts; q était égal à 5,85.

Enfin pour une lampe « Micro-Réseau » chauffage 1,5 volt et tension du circuit d'anode de 300 volts, la résistance optimum fut trouvée de 150000 ohms sous 250 volts, soit 210.000 ohms sous 110 volts, q était alors égal à 12.

Des mesures d'amplification effectuées d'après la *Jahrbuch* de juillet 1920 ont permis de vérifier la meilleure amplification obtenue.

Pour en revenir à l'amplificateur 2 H F. et 2 B F. cité plus haut, nous dirons que nous avions amélioré son fonctionnement en utilisant des résistances de circuit d'anode de 200000 ohms (les lampes étaient des « Micro Réseau »), sauf pour la lampe détectrice qui devait pouvoir débiter de la puissance. La résistance du circuit d'anode de cette lampe n'était que de 50000 ohms.

Le retour des courants de grille se faisant au pôle positif de la batterie de plaque, les résistances de grille étaient d'environ 100 mégohms. La tension de grille était très légèrement négative (comprise entre 0 et — 0,5 volt). Cette tension grille inférieure *impossible à abaisser* avec ce montage nous limitait la tension de plaque pour un fonctionnement acceptable sans déformation.

Aux très grandes fréquences de Radio les résistances employées jouant le rôle de véritables condensateurs, en parallèle sur la première résistance, nous disposions un système inductance-capacité assez amorti qui, tout en ne *modifiant pas* la tension continue effective de plaque, améliorait beaucoup le fonctionnement.

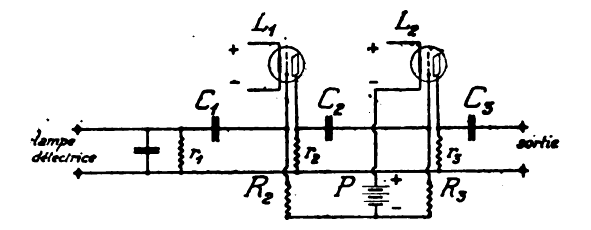
Enfin la bobine de choc permettant l'accrochage à l'aide d'un compensateur était choisie de résistance aussi faible que possible et d'une inductance de l'ordre de 0,25 millihenry. La réception des ondes de 200 mètres était possible dans de bonnes conditions.

L'appareil ainsi réalisé soutenait avantageusement la comparaison avec un appareil de nombre de lampes égal basé sur un principe de liaison entre lampes différent.

Enfin ajoutons que nous avons réalisé un amplificateur à 2 lampes B. F. utilisant 2 lampes choisies : 1er étage, une lampe « Pilon » modèle 53 dont la résistance interne est de 220000 ohms et dont K est égal à 53.



2e étage, une lampe type « B. F. 2 » dont la résistance interne est de 6000 ohms et dont K est égal à 6, suivant le schéma ci-contre.



$C_1 = C_2 = 1 \times 10^{-3}$ mfd.
$C_3 = 5 \times 10^{-3}$ mfd.
$r_1 = 50000$ w. $r_2 = 500000$ w.
$r_3 = 100000$ w.
$R_2 = 25 \times 10^6$ ohms.
$R_3 = 2{,}5 \times 10^6$ ohms.
P = −4 v.5

L'audition était *aussi puissante* et beaucoup plus pure qu'avec un amplificateur à transformateurs de nombre de lampes égal.

Espérant que ces résultats seront une contribution utile à l'étude de ce genre d'appareils, nous donnons ces indications sous toutes réserves quant aux droits de la propriété industrielle.

L. MIDY.

SOCIÉTÉ DES AMIS DE LA T. S. F.

Liste des nouveaux sociétaires.

MM. Pépin (Charles), radio, 86, route de Paris, Vernon (Eure).
Blin (Jean), capitaine d'artillerie coloniale, 38, route de Carrières, Chatou (Seine-et-Oise).
Agence Havas, délégué : M. Houssaye (Charles), administrateur, 13, place de la Bourse, Paris-2e.
Carnu-Munteano (Georges), ingénieur, Soc. Radionel, 26, boulevard J.-C. Bratiano, Bucarest (Roumanie).
Brunet (André), agent technique de la S. F. R., 9, rue Lacoste, Paris-12e.
Heberlé (Paul), électricien-radio, 15, rue Germain-Pilon, Paris-18e.

Réunion du mardi 11 janvier 1927.

Communication de M. de Bellescize.

Perfectionnements aux récepteurs de T. S. F. et spécialement à ceux du broadcasting :

Essai en vue d'atténuer atmosphériques et perturbations ;
Correction des déformations dues au détecteur ;
Dispositif d'asservissement neutralisant les effets du fading.

Communication de M. Barthélemy.

L'amplification à résonnance avec les bigrilles, « L'Isodyne ».

Rappel des difficultés de l'amplification à résonance dans les lampes à trois électrodes. — Les solutions proposées. — Examen du neutrodyne Hazeltine. — La solution de l'équilibre par la lampe à 4 électrodes. — Le rôle du chauffage. — Systèmes à étages multiples. Présentation d'appareils.

INFORMATIONS & CORRESPONDANCE

Radio-Club de France. — L'Assemblée générale du *Radio-Club de France*, qui groupe plus de 60 clubs associés ou affiliés, s'est tenue le 27 octobre sous la présidence de M. A. Givelet, vice-président en exercice. Après le rapport moral, lu par le secrétaire général, M. Quinet, et le rapport financier, lu par le trésorier, M. Rousseau, l'Assemblée a procédé à l'élection du président, M. R. Barthélemy, et du nouveau comité. Le *Radio-Club* a son siège social ouvert en permanence à ses membres, 95, rue de Monceau; les renseignements techniques donnés à ses adhérents sont gratuits, ainsi que la remise mensuelle de sa publication technique, *Radio-Revue*. La cotisation annuelle est de 35 francs.

Offres. — On offre à constructeur sérieux l'organisation à Paris d'un dépôt de ses appareils pour démonstration commerciale par technicien ayant nombreuses relations dans toute la France. Ecrire : Radio, 28, avenue Marceau, Paris (8e).

Radio-Electricien (École Violet, diplômé de l'Ecole Lavigne, service militaire au 8e Genie), cberche emploi dans la T. S. F. — Ecrire à Heberlé, 15, rue Germain-Pilon, Paris (18e).

TABLE DES MATIÈRES DU TOME V

TUBES ÉLECTRONIQUES

ÉMISSION

RÉCEPTION

ONDES COURTES



PROPAGATION

ATMOSPHÉRIQUES

RADIOGONIOMÉTRIE

MESURES

DIVERS



ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

MESURES

Ondemètre harmonique contenant l'étalon de fréquence; Dye, D. W. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **224**, 1924, 259-300. — Ce dispositif est essentiellement constitué par deux multivibrateurs Abraham et Bloch, le premier de fréquence fondamentale 1 000 périodes par seconde, le second de fréquence fondamentale 20 000 périodes. L'étalon de fréquence est constitué par un diapason entretenu par une triode spéciale sur lequel se synchronise automatiquement le premier multivibrateur. Le second est synchronisé sur l'harmonique 20 du premier, de sorte que les fréquences de 1 à 129 kilocycles peuvent être toutes développées dans un circuit oscillant avec une précision égale à celle du diapason étalon, lequel est constant à 1/100 000 près.

Ce procédé, qui dérive de celui qu'utilisait M. Mercier pour mesurer avec précision la fréquence d'un émetteur d'ondes courtes dans sa détermination de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des fils, repose sur le fait qu'un oscillateur, qui peut être même un multivibrateur, ayant une période propre très voisine de celle d'une force électromotrice d'induction agissant sur ses circuits, se synchronise rigoureusement avec elle.

L'intérêt du travail présenté réside surtout dans l'étude très minutieuse de toutes les conditions qui doivent être remplies pour que la méthode soit parfaite.

L'auteur rappelle d'abord le principe du multivibrateur d'Abraham et Bloch (dont on trouvera la description détaillée dans les *Annales de Physique*, 1919, vol. 12, p. 237 : Mesure en valeur absolue des Périodes des Oscillations de haute fréquence).

Le courant grille de l'une quelconque des deux lampes du multivibrateur présente une forme très favorable pour l'excitation par choc. Il présente en effet une pente pratiquement verticale, suivi d'une décroissance lente, puis, pendant une demi-période, l'absence complète de courant. La fréquence de ces oscillations dépend des résistances intercalées dans les grilles et des condensateurs de liaison entre la plaque d'une lampe et la grille de l'autre. L'étude de l'influence des variations de tension des sources sur la fréquence a montré qu'un changement de + 1 % de la tension d'anode entraine un changement de fréquence de — 2 pour 1 000, une variation de + 1 % du courant de chauffage entraine une diminution de 1,1 pour 1 000 de la fréquence. L'approche de la main produit également des écarts de l'ordre de 1 ou 2 pour 1 000.

La courbe représentant l'intensité qu'on peut développer dans un circuit oscillant accordé successivement sur les harmoniques de rang croissant, montre que la décroissance est lente et permet d'obtenir de bons résultats pour des rangs élevés. Les harmoniques pairs et impairs existent, et leur importance relative dépend du degré d'identité des constantes de temps des deux circuits grille du multivibrateur. Le calcul et l'expérience montrent qu'il est nuisible de faire résonner un circuit oscillant sur un harmonique trop élevé, c'est pourquoi un second multivibrateur est utilisé.

Des expériences très soignées ont été faites pour comparer les fréquences fournies par le multivibrateur et celles qui peuvent être déduites de la résonance d'un circuit oscillant constitué

par une inductance étalon et une capacité étalon.

Ces étalons ont été déterminés à partir de l'étalon absolu de mutuelle inductance de A. Campbell, calculable à partir de ses dimensions (exact à 1/100 000 près). Les mesures furent faites au moyen d'un pont de Carey-Foster, avec l'artifice de Wagner consistant à ramener par la mise à la terre d'un point convenable d'une dérivation complexe, le potentiel de la diagonale de mesure à celui du sol quand l'équilibre est réalisé, afin de supprimer les courants parasites Les résonances furent déterminées avec une très grande précision en réglant le condensateur étalon variable de manière à obtenir la déviation maximum d'un galvanomètre à résonance sur 1 000 périodes, accordé ainsi sur le courant détecté résultant de la modulation de l'harmonique par le fondamental. (On peut considérer que 1 000 excitations par choc ont lieu par seconde dans le circuit oscillant, l'intensité y sera par conséquent modulée à la fréquence 1000). Ces mesures prouvèrent que les valeurs de la fréquence déduites des harmoniques du multivibrateur étaient exactes au moins au 1/1 000 près et souvent 1/10 000. L'écart de 1 pour 1 000 ne fut atteint que pour les harmoniques 30, 31, 38 et 40, ce qui montre qu'il est très certainement rigoureux d'admettre que les résonances ont lieu pour les harmoniques exacts du fondamental. Une expérience cruciale fut cependant faite. Elle consiste dans l'emploi de deux montages complets et indépendants, utilisant chacun un multivibrateur synchronisé par un diapason et un second synchronisé sur l'harmonique 20 du premier. On peut repérer la fréquence d'une hétérodyne très constante au moyen d'un harmonique élevé de chacun des deux systèmes de multivibrateurs. Il y a lieu de remarquer que les harmoniques utilisables sont trop serrés, car le multivibrateur de fréquence élevée ne donne pas seulement ses harmoniques : à cause de la modulation due au premier, il donne aussi ce que l'auteur appelle des sub-harmoniques, c'est-à-dire tous les harmoniques du premier, autrement dit on peut obtenir toutes les fréquences, kilocycle par kilocycle. Au moyen des battements musicaux on pourra toujours mesurer une fréquence quelconque. La comparaison d'une longue série de mesures faites avec les deux ensembles permet de calculer la fréquence du diapason du second système à partir de celle du premier supposée connue. L'expérience a donné, par l'emploi des différents harmoniques, cette fréquence avec un écart maximum de 3 pour 100 000, ce qui prouve la valeur du procédé et la légitimité des hypothèses faites par l'emploi des harmoniques. La description complète des éléments du montage est très intéressante : elle comporte de très nombreuses remarques sur les précautions à prendre. Nous ne pouvons que résumer rapidement ces très remarquables études.

Les raisons qui ont fait choisir un diapason de fréquence 1 000 exactement (la mesure au chronographe à roue phonique donnait 999 965) sont que les harmoniques ainsi obtenus sont des nombres entiers de kilocycles. Le contrôle des multivibrateurs par ce diapason assure l'indépendance de la présence de l'observateur, ainsi que la précision des résultats qui deviennent indépendants des circuits utilisés.

Les trois organes fondamentaux du montage sont :

le multivibrateur composé,
le circuit sélecteur,
le détecteur-amplificateur.

Le multivibrateur complexe est constitué par deux multivibrateurs en cascade : le premier est à résistances de plaque de 50 000 ohms, les capacités de liaison sont des condensateurs de 0,006 mf au mica, avec un condensateur variable en parallèle de 1/1 000 mf, les résistances de fuite-grille sont de 75 000 ohms et dans l'une des connexions grille est intercalée la bobine de couplage servant à induire dans le circuit résonant qui synchronise le second multivibrateur. Le contrôle est effectué par un diapason en ferro-nickel spécial dont l'élasticité est indépendante de la température. Ce diapason est d'ailleurs

taillé de manière à posséder des sections nodales très larges, il est parfaitement symétrique afin d'éviter les vibrations tournantes et fixé sur un support très lourd afin d'avoir une fréquence très constante (en 18 mois les écarts n'ont pas dépassé 2/100000 de la fréquence).

L'entretien se fait par une triode dont le circuit-grille contient un enroulement susceptible d'être le siège d'une force électro-motrice induite par les déformations du diapason, tandis que le circuit-plaque contient la bobine qui développe les forces attractives d'entretien. Ces enroulements sont shuntés par des capacités qui les accordent approximativement. Cette partie a d'ailleurs été traitée en détail dans un autre article de l'auteur (Diapason entretenu par une triode, comme étalon de temps de précision : *Roy. Soc. Proc. A.*, 1923, vol. 103, p. 240). La bobine-plaque est couplée avec une bobine se trouvant dans le circuit-plaque commun aux deux lampes du premier multivibrateur. Cette disposition suffit pour assurer le synchronisme quand les conditions sont telles que la fréquence propre du multivibrateur ne s'écarte pas plus de 4 % de celle du diapason. Le second multivibrateur ne peut être synchronisé directement : l'harmonique 20 du premier est mis en résonance dans un circuit couplé avec une bobine placée dans la grille d'une lampe dont le circuit-plaque contient un circuit oscillant résonant sur cette fréquence et qui possède une bobine couplée très faiblement avec les selfs des circuits plaque du multivibrateur à 20000 périodes. Un couplage très serré augmente le domaine de synchronisation mais rend trop forte la modulation à 1000 périodes, ce qui nuit à la commodité d'emploi, par suite de la confusion qui en résulte dans l'interprétation des battements qui sont entendus.

Dans le second multivibrateur les circuits-plaque contiennent une self de 0,4 henry et les circuits-grille une résistance de 50000 ohms dans chacun. Les condensateurs de liaison sont de : 0.004 mf.

La fréquence propre est rendue très voisine de celle du vingtième harmonique en agissant sur le chauffage. L'étude approfondie des influences de la tension anodique et du chauffage a montré qu'il y avait un grand nombre de manières de choisir les deux paramètres pour obtenir la fréquence voulue, mais que la modulation était d'une force inadmissible dans certains cas. Il a été découvert que cette modulation est minimum quand la valeur du courant de chauffage est telle que les variations de la fréquence en fonction de la tension plaque soient minima. Ceci n'est parfois possible qu'en modifiant les selfs des circuits-plaque, car les courbes de fréquence en fonction de la tension anodique ne présentent pas nécessairement leur minimum dans la région désirée.

Le circuit sélecteur est constitué par un condensateur variable extrêmement bien fait dont les lames sont de forme telle que la fréquence croisse proportionnellement à l'angle de rotation afin que l'écart entre les traits repérant deux harmoniques soit constant et permette ainsi une identification facile du numéro de ceux-ci, ce qui serait impossible pour les rangs élevés avec un condensateur à lames rondes. Le montage du condensateur est fait sur une platine d'alliage d'aluminium nervurée et les isolements sont constitués par des rondelles de quartz. La constance de ce condensateur permet de ne jamais rencontrer d'ambiguïté dans la lecture du numéro de l'harmonique.

Les inductances ont été établies avec les plus grandes précautions afin qu'elles restent invariables et que leur décrément logarithmique reste de l'ordre de 1 %. Ce sont des bobines en forme de disque, de 20 cm de diamètre extérieur, la longueur est plus petite que 0,4 fois le diamètre moyen. Elles sont en fil divisé : 81 fils de 12/100 mm isolés à la soie. Seule la bobine pour les fréquences de plus de 120.000 pér. est constituée par du ruban de cuivre. Les décréments logarithmiques obtenus ne dépassent pas 0,015, les meilleurs sont de 0,005.

L'amplificateur détecteur est un montage comportant une lampe HF à réso


T.S.F
MICROLUX
est une lampe
Micro.(0,06 Amp) que l'on
RÉGÉNÈRE
INSTANTANÉMENT
SOI-MÊME
grâce a ses 2 filaments
Elle a la durée de
2 lampes pour le
prix d'une seule,
Détectrice
Amplificatrice
incomparable,
Elle possède une voix d'or!
2 Filaments
Amp. 0.06
MICROLUX
PRIX
37,50
Etablissements
A. BERTRAND, 1 Rue de Metz, PARIS
Fabrication Française


Ets
A.
CARLIER
105 rue des MORILLONS
PARIS
TRANSFORMATEURS
NUS et BLINDÉS
BF
HF
Agent Général
A.F. VOLLANT
ING
31 Avenue TRUDAINE
PARIS
IXe

nance plaque, une détectrice à réaction sur le circuit d'anode pour augmenter la syntonie, et deux lampes BF à transformateur pour augmenter la sensibilité.

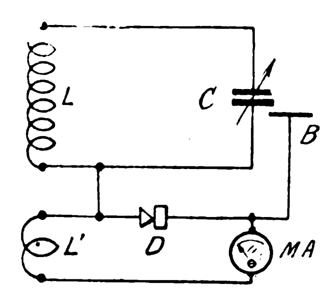
L'ensemble dont il vient d'être donné un bref aperçu est avant tout un instrument de laboratoire, il est cependant transportable : il se décompose en effet en trois boites indépendantes et transportables. Le montage est surtout un étalon de fréquence : il permet d'étalonner un émetteur local stable destiné au contrôle des ondemètres. Il permet de diffuser par radio des longueurs d'onde connues avec une très grande précision. Enfin il permet la mesure de la longueur d'onde de postes éloignés. L'emploi de la synchronisation du second multivibrateur sur les harmoniques 19 et 21 permet d'obtenir d'autres fréquences étalonnées.

La possibilité de synchroniser la lampe oscillatrice à faible puissance commandant les grosses lampes amplificatrices d'un poste puissant pour réaliser l'émission directe des fréquences harmoniques a été envisagée.

La mesure des inductances, capacités, etc... peut de même être effectuée avec une très grande précision. — R. Dubois.

Un type perfectionné d'indicateur de résonance pour ondemètre; Morris S. Strock. *Sc. Papers Bur. of Stand.*, **20**, mars 1925, p. 502. — On emploie habituellement comme indicateur de résonance un thermo-galvanomètre placé en série dans le circuit oscillant de l'ondemètre. L'emploi de cette méthode a l'inconvénient de diminuer la sensibilité de l'appareil en augmentant la résistance du circuit d'accord. De plus, les déviations obtenues au moment où la résonance est atteinte sont petites pour les valeurs de la capacité correspondant au début de la graduation du condensateur.

L'indicateur de résonance, décrit par l'auteur, remplace avantageusement le thermo-galvanomètre. Il est plus sensible que ce dernier et les déviations indiquant la résonance sont les mêmes pour toute la gamme de longueurs d'ondes de l'ondemètre. Il se compose d'un milliampèremètre en série avec un détecteur de cristal



et une bobine de quelques spires L'. Ce circuit est couplé, à la fois par capacité et par induction, au circuit oscillant.

Le montage représenté dans le schéma ci-dessus a donné les meilleurs résultats.

Il y a intérêt à déterminer expérimentalement le nombre de spires de la bobine L' ainsi que la forme et la position de la plaque de cuivre B. — Polosse.

Un fréquencemètre à lecture directe utilisable dans un grand domaine de fréquences. — A. Campbell, *Proc. phys. Soc. London*, **37**, 1925, 97-100. — Le montage mesure la fréquence par une méthode de zéro qui présente la particularité précieuse qu'elle n'exige qu'un seul réglage, qui est celui d'une mutuelle inductance, l'autre condition d'équilibre étant satisfaite par construction, parce qu'elle est indépendante de la fréquence et aussi de la mutuelle inductance.

Le schéma montre que la méthode consiste à rendre nul le courant alternatif induit dans un circuit qui contient : 1° une résistance r intercalée dans le circuit de la source A dont on mesure la fréquence n ; 2° une seconde résistance s faisant partie d'un circuit dans lequel un courant est induit par une bobine en série avec la résistance r dans le circuit de la source, de couplage fixe M_1, et 3° une bobine Q pré-

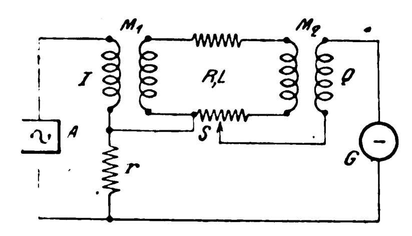
sentant une mutuelle inductance M_2, avec une bobine du second circuit.

Si R est la résistance et L la self-inductance totale du deuxième circuit, les conditions qui rendent nul le courant dans le troisième circuit sont les suivantes :

$$\omega^2 M_1 M_2 = R r \qquad (1)$$

$$M_1 s = L r \qquad (2)$$

La condition (2) peut être satisfaite à toutes les fréquences par un choix convenable de s, lorsqu'on s'est imposé les valeurs de M_1, r et L. La condition (1) pourra alors être satisfaite pour



chaque fréquence en réglant la mutuelle inductance M_2, ce qui permet l'emploi en lecture directe, la fréquence étant donnée par la relation :

$$\omega^2 = 4\pi^2 n^2 = \frac{R r}{M_1 M_2}$$

ou $$n = \frac{a}{\sqrt{M_2}} \quad (a = \text{Constante})$$

Dans l'appareil-type l'emploi de cinq valeurs différentes pour R fournit la possibilité d'effectuer, par cinq échelles différentes, la mesure des fréquences comprises entre 180 et 4.000 périodes par seconde, mais il est possible de construire l'appareil pour la mesure de fréquences plus basses, de 18 périodes à 400 par exemple. — R. Dubois.

TUBES ÉLECTRONIQUES

Champ électrostatique dans les tubes avec grille annulaire ; O. Emersloreu ; *Jahrb. der Draht. Tel.*, **26**, 61-73. — Procédant du simple au complexe, l'auteur traite les trois cas suivants :

1° Calcul du potentiel dû à un tore circulaire chargé.

2° Calcul du potentiel dû à un tore circulaire chargé avec sphère concentrique, soit intérieure au tore, soit comprenant ce tore.

3° Calcul du potentiel dû à un tore circulaire chargé, compris entre deux sphères qui lui sont concentriques.

A. — *Champ électrostatique dû à un tore circulaire de révolution électriquement chargé.* — Le problème consisterait à trouver une fonction u (x, y, z) solution de l'équation aux dérivées partielles.

$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = o$$

qui soit constante sur toute la surface du tore (p. ex. égale à 1) et qui lorsqu'on s'éloigne indéfiniment du tore, tende vers une même limite (p. ex. zéro) quelle que soit la direction de l'éloignement.

Si P (x, y, z) est un point appartenant au tore ou à sa surface extérieure, π (x, y, z) un point appartenant au domaine extérieur au tore ou à la surface limite de celui-ci, en désignant par g (P) une fonction régulière et différente de zéro, qui en chaque point du tore donne la densité électrique, l'intégrale

$$u(\pi) = \iiint \frac{g(P)}{\overline{P\pi}} \, dv$$

($\overline{P\pi}$ = distance géométrique du point P au point π)
étendue à toutes les positions de P à l'intérieur du tore, satisfait comme fonction de coordonnées cartésiennes du point π à la relation $\Delta U \pi = o$.

g (P) se détermine par la relation

$$\iiint \frac{g(P)}{P\pi} \, dv = 1$$

pour tous les points π sur la surface extérieure du tore.

La méthode employée par l'auteur consiste à déterminer, dans une première approximation, cette fonction u (π) en supposant que la charge du tore soit concentrée sur une circonfé-



TSF
ON ENTEND MIEUX ET DE PLUS LOIN — AVEC LES TUBES RÉCEPTEURS PHILIPS —
PHILIPS MINIWATT
BREVETS FRANÇAIS
PHILIPS

rence engendrée par la rotation d'un quelconque de ses points autour de l'axe de révolution.

La fonction potentielle correspondante est donnée dans un système de coordonnées bipolaires, qui sont la distance ρ_1 du point π au point le plus rapproché du cercle chargé et la distance ρ_2 du point π au point le plus éloigné de ce même cercle : par l'intégrale elliptique de première espèce

$$u(\pi) = \frac{2E}{\pi \rho_2}\left(K\sqrt{1-\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}}\right) \qquad (1)$$

à module $\sqrt{1-\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}}$ réel où E désigne la charge totale du tore $\iiint_V g(P)\,dv$ ou par l'intégrale elliptique de première espèce $u(\pi) = \frac{2E}{\pi\rho_1}K\left(i\sqrt{\frac{\rho_2^2}{\rho_1^2}-1}\right)$ (2) à module purement imaginaire.

Il déduit de là quelques conséquences intéressantes : 1° En particulier pour que l'on puisse avec l'approximation précédente déterminer un potentiel constant sur la surface du tore, il faut que le cercle générateur de ce tore, dans un plan vertical, par exemple, soit le lieu géométrique des points dont le rapport des distances aux points section de la circonférence chargée par le plan vertical est constant (circonférence d'Apollonius).

Cette proposition n'est d'ailleurs valable que si le rapport $\frac{w}{d}$ du rayon du cercle générateur au rayon de la circonférence moyenne du tore est petit.

2° La capacité de différents tores pour lesquels le rapport $\frac{d}{w}$ est constant et proportionnelle au rayon d.

L'auteur étudie alors d'une façon très détaillée d'après (1) et (2), le tracé des lignes de force.

B. — *Champ électrostatique dû à un tore circulaire électriquement chargé, avec sphère concentrique.*

a) Si la sphère est extérieure et de rayon suffisamment grand d'après les résultats établis dans le cas précédent, cette sphère peut être considérée comme une surface équipotentielle.

b) Pour des sphères voisines du tore, intérieurement ou extérieurement, la méthode suivie par l'auteur pour déterminer la fonction potentielle consiste, si on suppose, par exemple, l'axe du tore vertical, à associer à ce tore, dans son plan de symétrie horizontal, une circonférence concentrique portant une charge de signe contraire à celle du tore et telle que l'ensemble tore-circonférence admette la sphère comme surface équipotentielle.

h étant le rayon de la circonférence à laquelle, au point de vue électrostatique, on suppose comme ci-dessus réduit le tore, h' le rayon de la circonférence auxiliaire, a le rayon de la sphère, on obtient en supposant que le potentiel doit être nul sur la sphère

$$a = \sqrt{hh'}$$

La charge ε' par unité de longueur de la circonférence auxiliaire est :

$$\varepsilon' = \sqrt{\frac{h}{h'}}\,\varepsilon,$$

ε étant la charge linéaire de la circonférence figurant le tore.

La fonction potentielle résulte alors de la différence de deux fonctions potentielles déterminées comme dans le premier cas.

Si le potentiel sur la sphère, au lieu de prendre une valeur nulle, prend la valeur y, x étant sa valeur sur le tore, la fonction potentielle la plus générale, admettant ces deux valeurs particulières, est donnée par :

$$u = x\,u_1 + y\,u_2,$$

u étant la fonction potentielle qui prend sur le tore la valeur 1 et sur la sphère la valeur o, et u_2 la fonction potentielle qui prend sur le tore la valeur o et sur la sphère la valeur 1.

En posant $h' = k^2 h$, on a

$$u_2 = k\left[\frac{1}{\rho} - \frac{u_1}{d}\right]$$

ρ désignant la distance du point de l'espace, où on évalue la fonction potentielle, au centre commun du tore et de la sphère, pourvu toutefois que $\frac{w}{d}$ soit petit.

C. — *Champ électrostatique d'un tore circulaire électriquement chargé, compris entre deux sphères concentriques.*

Le problème se pose de la façon suivante : Déterminer une fonction potentielle, qui s'annule sur une surface sphérique de rayon a, prenne sur une surface sphérique concentrique de rayon k plus petit, la valeur y et dans l'intervalle sur un tore circulaire concentrique (dont le rayon du cercle générateur est w et le rayon de la circonférence moyenne est d) la valeur constante x.

Ce potentiel se détermine par une fonction linéaire de deux fonctions potentielles u_1 et u_2, définies comme précédemment et se déduisant l'une de l'autre comme il a été indiqué.

u_1 est alors une fonction potentielle, qui s'annule sur chacune des surfaces des deux sphères concentriques et dans l'intervalle sur un cercle concentrique de rayon $h = d^2 - w^2$ correspond à une charge E uniformément répartie.

La méthode imaginée par l'auteur est la suivante : « A cette circonférence et à la sphère de rayon a on adjoint une circonférence de rayon $\frac{a^2}{h}$, sur laquelle on suppose répartie la charge $E' = -\frac{a}{h}E$; à la circonférence de rayon h et à la sphère de rayon k on adjoint une circonférence de rayon $\frac{k^2}{h}$ (intérieure à la plus petite sphère) et sur laquelle on suppose répartie la charge $E'' = -\frac{k}{h}E$. La substitution de ce système électrostatique à l'ensemble sphères-tore ne résout pas complètement le problème parce que le cercle R'' de rayon $\frac{k^2}{h}$ agit par sa charge négative sur la surface sphérique de rayon a et le cercle R' de rayon $\frac{a^2}{h}$ agit par sa charge négative sur la surface sphérique de rayon k, si bien que sur celle-ci le potentiel n'est pas rigoureusement nul, mais plus ou moins négatif.

On poursuit par le même procédé en assimilant à la cathode le cercle de rayon R'' et à l'anode le cercle de rayon R'. On est amené à envisager une série de cercles, les uns de rayons indéfiniment croissants, les autres de rayons indéfiniment décroissants et alternativement chargés positivement et négativement.

L'auteur montre que la série des potentiels dus à ces « images » successives est convergente et que la limite est précisément la fonction potentielle cherchée.

Il énonce la proposition suivante :

« Si l'on considère 2 sphères concentriques et si on place intérieurement à la sphère de moindre rayon ou extérieurement à la sphère de plus grand rayon, un cercle R_0 de rayon r_0, avec une charge P_0 uniformément répartie, il existe une série de cercles concentriques R_1 R_2 de rayons r_1 r_2 portant des charges P_1 P_2... tels que le potentiel dû à l'ensemble des cercles R_0 R_1 R_2... sur la sphère la plus voisine de R_0... soit le même que si les cercles R_1 R_2 n'existaient pas, et soit égal à o vis-à-vis de la sphère la plus éloignée de R_0. »

L'auteur insiste, pour terminer, sur l'intérêt que présente cette méthode pour une étude quantitative des phénomènes électrostatiques. — Paul LABAT.

RADIOTÉLÉPHONIE

Les stations de Radio-diffusion de la « Radio-Corporation of America » ; J. WEINBERGER, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **12**, décembre 1924, 745-803. — Cet article donne une description détaillée et fort pittoresque des stations émettrices américaines : WJY et WJZ, constituant à New-York le « Central

Broadcast », et WRC, à Washington. Les deux premières ont déjà été décrites par la *Gen. El. Review* (article analysé dans *l'Onde Electrique*, mars 1924, anal. p. 4-5). — Des perfectionnements assez notables y ont été apportés, au point de vue microphones, réglage et contrôle de la modulation, séparation des deux émissions simultanées, etc. Un amplificateur spécial dénommé « S » a été placé à la suite du microphone, dans le but d'exagérer systématiquement les harmoniques de 4.000 à 10.000 ; on produit ainsi une distorsion progressive, en sens inverse de celles qu'apportent habituellement le récepteur et le haut-parleur ; il en résulte une amélioration du résultat obtenu par l'auditeur moyen, qui, notamment, perçoit beaucoup mieux les syllabes sifflantes « S ».

Un équipement spécial avec plusieurs microphones assortis, permet d'aller recueillir, pour les diffuser, toutes sortes de manifestations d'intérêt général : concerts en tous genres, services religieux, réunions sportives, banquets, etc. Toute une tactique a été élaborée pour le choix et la disposition des microphones dans les différents cas. Pour la transmission d'un opéra, par exemple, il n'y a pas moins de quatre microphones, qui sont mis en action progressivement, soit seuls, soit simultanément, par un opérateur artiste connaissant la partition.

La station de Washington est construite sur les mêmes principes.

Les installations nécessaires ont été faites pour faire communiquer par fil des stations entre elles et avec la station WGY de Schenectady, de manière à pouvoir diffuser simultanément le même programme aux trois stations. — P. David.

Téléphonie par courant porteur. — R. Dubois, *Bull. Soc. Franç. Elect.*, supplément au n° **50**, 1925, 55-94. — Le présent travail traite les points suivants : avantages et inconvénients des différents procédés de couplage entre l'émetteur et la ligne de transport d'énergie : couplage par condensateurs (très coûteux et très encombrants mais permettant l'emploi de faibles puissances) : couplage par antennes parallèles à la ligne (donnant une grande sécurité, mais nécessitant des puissances légèrement plus grandes à l'émission).

Choix de la longueur d'onde : les ondes plus courtes que 1.000 mètres subissent un affaiblissement exagéré, les ondes plus longues que 6.000 mètres donnent lieu à des phénomènes de résonance des transformateurs et des lignes ; de plus, les antennes de couplage ou les condensateurs grandissent démesurément quand la longueur d'onde augmente.

Puissance à l'émission : elle varie de 25 à 250 watts.

Mode d'utilisation : en simplex ou en duplex.

Montages de réception : le couplage s'effectue soit par condensateur, soit par antenne, soit, mieux encore, par cadre qui permet bien plus facilement la marche en duplex. A cause des grandes longueurs d'onde utilisées, la réception utilise plutôt des filtres électriques que des circuits oscillants. Des dispositifs d'appel sont prévus, complétés lorsqu'il y a plusieurs stations par l'emploi de sélecteurs qui sont les organes qui différencient les appels concernant les stations.

Dans une seconde partie sont exposées les grandes lignes des différents types d'installation actuellement en service en France et à l'étranger, avec leurs caractéristiques techniques et leur prix de revient approximatif. — R. Dubois.

ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

DIVERS

Sur la self-induction et la résistance des bobines à noyau de fer. — L'effet des oscillations amorties sur un circuit oscillant contenant du fer. — Les phénomènes d'établissement du courant dans un circuit oscillant contenant du fer. — Les oscillations forcées de deux circuits couplés dont l'un contient du fer; PLENDL, SAMMER, ZENNECK, *Zei. für Hochfreq*, **26**, 1925, 98-106. — Les auteurs ont commencé par étudier les variations de la self-inductance et de la résistance des bobines à noyau de fer, en fonction de l'intensité du courant. Ils ont procédé par substitution, et trouvé que ces deux grandeurs passent par des maximums pour certaines valeurs du courant. Le courant employé était : ou bien de l'alternatif pur à 500 p : s, ou bien la somme de ce courant et d'un courant continu.

Ils ont ensuite étudié à l'oscillographe divers phénomènes complexes résultant de cette variation. C'est ainsi que, dans un circuit contenant du fer et soumis à une excitation amortie, l'intensité peut être presque indépendante de la force électromotrice. C'est également ainsi que s'expliquent certains battements à fréquence relativement basse, qui se produisent par la réaction d'un circuit contenant du fer, sur un autre avec lequel il est couplé.

De nombreux oscillogrammes sont reproduits en hors-texte. — P. DAVID.

Recherches sur les ondes stationnaires produites par un excitateur entretenu; W. KOPP, *Ann. Phys.*, **72**, 1923, 525-548. — Lorsqu'on produit des ondes stationnaires en plaçant un excitateur devant une paroi métallique réfléchissante, on constate parfois :

1° Que l'amplitude des ventres change considérablement lorsqu'on déplace l'émetteur d'un quart de longueur d'onde ;

2° Que des ventres et des nœuds sont encore perceptibles en arrière de l'émetteur.

Ce sont là deux phénomènes surprenants que la théorie élémentaire ne permet pas de prévoir. Ils ont été signalés notamment par L. Bergmann (*Annalen der Physik* 67, 1922, p. 13).

L'auteur s'est proposé de les élucider. Il a repris les expériences de Bergmann, et il montre que les phénomènes en question sont dus à la réflexion parasite des ondes sur les parois de la salle où l'on opère. Le miroir étant en général disposé près d'un mur et parallèlement à lui, le mur d'en face constitue un second miroir auquel on ne pense pas. L'émetteur produit donc des ondes stationnaires *entre deux miroirs*.

Si l'on prend la précaution d'opérer à l'air libre (et de préférence la nuit pour éviter tout mouvement aux environs), on trouve des ondes stationnaires beaucoup plus régulières ne présentant plus les phénomènes en question. Les courbes relevées par l'auteur sont alors en bon accord avec les valeurs calculées d'après les formules de rayonnement d'Abraham. — P. DAVID.

Données numériques utiles sur la parole et l'audition; Harvey FLETCHER. *Bell S. Tech. Journ.*, IV, **3**, juillet 1925, 375-386. — L'auteur a condensé en ces quelques pages un grand nombre de données numé-

riques concernant la constitution de la parole et la sensibilité de l'oreille.

On y trouve par exemple, sous forme de courbes et de tableaux :

Les limites de la sensibilité moyenne de l'oreille pour des sons de diverses fréquences;

L'effet de « masque » produit par un son sur les autres;

L'évaluation de la force d'un son complexe;

La répartition de l'énergie dans le « spectre » sonore;

La répartition des différents sons et leur fréquence respective dans la langue anglaise;

La variation d'intelligibilité des différents sons en fonction de leur intensité, etc...

La réunion en un seul document de toutes ces données peut rendre service aussi bien aux ingénieurs qui s'occupent de téléphonie qu'aux physiologistes étudiant la phonétique. — P. David.

La sélection dans les amplificateurs; P. K. Turner, *Exp. Wir.*, **25**, oct. 1925, 801-809. — L'auteur étudie la sélectivité d'un amplificateur à résonance en fonction des éléments du circuit oscillant de plaque.

Si ce circuit contient une grande self-induction et une faible capacité, l'amplification est grande, mais la sélection est faible. Au contraire, si l'accord est obtenu avec une faible self-induction et une grande capacité, il y a perte en amplification, mais gain en sélectivité.

D'ailleurs, il n'est pas toujours avantageux d'exagérer la sélectivité : notamment pour la réception de la téléphonie, on doit laisser passer sans les affaiblir sensiblement les deux bandes latérales. Pour qu'il en soit ainsi, et que cependant les longueurs d'onde voisines soient éliminées le mieux possible, il est avantageux d'employer plusieurs étages à résonance modérément aiguë.

Au contraire, pour recevoir de la télégraphie, on aura intérêt à réaliser un étage aussi sélectif que possible, suivi d'autres étages apériodiques.

Des graphiques permettent d'obtenir instantanément les valeurs des éléments donnant telle sélectivité que l'on désire; leur emploi permettra dans tous les cas d'éviter ce déplorable pis-aller qui consiste à amortir volontairement les circuits résonants en y introduisant de la résistance ohmique supplémentaire. — P. David.

Sur l'amortissement des filtres électriques dans leur bande passante. — Mayer, *Elekt. Nach*, **2**, oct. 1925, 335-338. — L'auteur indique une méthode simple permettant de tenir compte de la résistance ohmique des filtres et de calculer l'affaiblissement provoqué par elle dans la bande passante.

Cette méthode a ceci d'original qu'elle fait intervenir à la fois la résistance des selfs-inductions et celle des condensateurs, supposées toutes deux indépendantes de la fréquence. Elle présente, par contre, l'inconvénient de cesser d'être applicable au voisinage des frontières. — P. David.

Les filtres électriques; P. K. Turner, *Experimental Wireless*, **11**, **23**, août 1925, 613-684, et **25**, octobre, 821-824. — Exposé d'une méthode simple permettant de calculer les filtres électriques au moyen d'abaques. Cette méthode présente l'originalité de s'appliquer même lorsque le filtre débite sur une inductance ou une capacité; mais, d'une part, elle ne concerne que les filtres simples formés de cellules identiques; d'autre part, elle néglige l'influence de la résistance ohmique des éléments. — P. David.

MESURES

Sur une nouvelle méthode pour mesurer la résistance des fils aux très hautes fréquences; Gunther Wuckel, *Annalen der Physik*, **73**, 1924, 427-456. — Lorsque, sur une


TSF
RADIOLA

ligne indéfinie, formée de deux fils parallèles résistants, se propagent des ébranlements électriques, leur intensité s'affaiblit en fonction de la distance suivant une loi exponentielle, dont le coefficient est proportionnel à la résistance ohmique des fils.

Par suite, si l'on produit à l'origine de la ligne des perturbations périodiques de fréquence donnée, et si l'on détermine la loi de leur décroissance, par la mesure de l'intensité en différents points, on peut en déduire la résistance des fils à cette fréquence; si ces fils sont formés d'un métal magnétique, les formules de lord Rayleich pour l'effet « de peau » permettent ensuite d'en déduire la perméabilité.

Mais on ne peut construire de ligne indéfinie : en théorie, il est très simple d'y remédier, en terminant la ligne par une résistance pure égale à l'impédance caractéristique : en pratique, l'auteur déclare qu'il n'a jamais pu trouver une résistance assez pure (c'est-à-dire exempte de self-induction et de capacité) pour éviter toute réflexion et supprimer tous les phénomènes stationnaires sur la ligne, pour des ondes de l'ordre de quelques mètres.

Il s'est alors avisé du stratagème suivant :

A l'extrémité de la ligne, il place en parallèle :

1° Un petit condensateur de valeur convenable;

2° Un « prolongement » de ligne, en fils plus fins et plus résistants; ce prolongement est terminé en court-circuit et sa longueur soigneusement déterminée.

Le calcul montre, et l'expérience confirme, que cet ensemble peut être rendu parfaitement équivalent à une ligne indéfinie et par suite supprimer toute réflexion nuisible.

L'auteur achève de décrire la méthode; il a vérifié son exactitude en l'appliquant à divers fils (constantan, etc.) dont la résistance était connue par des travaux antérieurs. — P. DAVID.

TUBES ÉLECTRONIQUES

Valves thermo-ioniques à filament émettant à basse température. — THOMPSON (M.) et BARLETT (A. C.). *Journ. Inst. Elect. Eng.* **62**, 1925, 689-700.

Ce travail est surtout relatif à l'émission par les filaments de tungstène thorié, il ne parle qu'incidemment des filaments recouverts d'oxydes alcalins. Ces derniers travaillent d'ailleurs à température plus basse encore que ceux utilisant le thorium.

L'émission thermoionique d'un métal croît avec la température suivant la loi de Richardson qui peut s'écrire d'une manière générale, d'après Dushman :

$$i = 60{,}2\ T^2 . e^{-b/T};$$

avec :

$$b = \frac{\theta}{k},$$

θ étant le travail nécessaire pour qu'un électron s'échappe de la surface émettrice et k la constante des gaz ramenée à un électron unique.

Un courant électronique donné i pourra donc être obtenu à température d'autant plus basse que θ sera plus faible, c'est-à-dire que le métal sera plus électropositif. Naturellement des considérations industrielles ne permettent pas de choisir le corps le plus électropositif qui serait le césium, mais le thorium représente déjà un gros progrès par rapport au tunsgtène (césium : $\theta = 1{,}4$, thorium : $\theta = 3$, tungstène : $\theta = 4{,}5$).

Le thorium est introduit dans le tungstène sous forme d'oxyde. Le filament est porté pendant une minute à 2.900° absolus de manière à faire évaporer les impuretés de la surface, puis laissé quelques minutes à 2.250°, ce qui, d'après Langmuir, permettrait la diffusion du thorium de l'intérieur vers l'extérieur du filament, dont la surface se couvrirait ainsi d'une pellicule de thorium, qui émettra les électrons. Il y a d'ailleurs disparition lente de cette couche de thorium sous l'action des traces de gaz électro-négatifs existant dans l'ampoule. Ce phéno-

mène oblige à pousser le vide plus loin que pour les lampes ordinaires: il faut dépasser 1/100.000 de millimètre de mercure et les gaz les plus nuisibles sont la vapeur d'eau, l'oxyde de carbone et l'azote, l'hydrogène n'est au contraire pas gênant.

Dans cet ordre d'idée, deux progrès récents ont été réalisés : la volatilisation d'un peu de magnésium qui se dépose sur les parois internes de l'ampoule, pour augmenter le degré de vide, l'introduction de carbone dans le filament de tungstène thorié, qui combat l'influence des gaz électronégatifs nuisibles.

Les propriétés des filaments thoriés sont très intéressantes : en particulier le rôle des différences de potentiel de contact se manifeste nettement par le fait que deux lampes qui ne diffèrent que par l'existence de thorium dans le filament de l'une, présentent des caractéristiques décalées de la même manière que si le filament était rendu positif de 1,5 volt par rapport à celui du filament de tungstène: or, c'est précisément la valeur de la différence de potentiel de contact entre le thorium et le tungstène.

La stabilité de l'émission du thorium dépend de trois facteurs :

1° La température du filament, en particulier il faut d'abord chauffer une minute environ à 2.900° absolus probablement pour dissocier l'oxyde et libérer le thorium métallique, puis maintenir à 2.250° pendant plusieurs minutes pour permettre la diffusion. La température de fonctionnement normal est ensuite de l'ordre de 1.700 à 1.800° absolus.

Langmuir a trouvé que l'évaporation du thorium est plus rapide quand la couche atomique sous-jacente est constituée par du thorium que lorsqu'elle est constituée par des atomes de tungstène.

2° La tension anodique : la durée de l'émission normale décroît quand on accroît la tension plaque. La dimension de l'ampoule permet l'emploi de tensions plus élevées;

3° Le degré de vide et la nature des gaz résiduels.

Il est intéressant de noter que les recherches sur le bruit de cloche des lampes ont permis d'observer qu'il était principalement dû à la vibration du filament (qui reste très élastique à sa température de travail) ainsi qu'à la grille quand elle est constituée par des spires non reliées entre elles,

Les craquements, qui seraient dus à des impuretés contenues dans le filament, sont réduits par l'emploi des filaments thoriés qui en sont presque exempts.

Au cours de la discussion, les qualités et les défauts de l'émission par filament thorié et par revêtement d'oxyde furent opposés. Il ne semble pas possible de dire actuellement quel procédé l'emportera. — R. Dubois.

ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

TUBES ÉLECTRONIQUES

Sur les trajectoires électroniques dans les triodes; Balth. Van der Pol, jr, *Jahrb. der drat. Teleg. und Telep.* **25**, Heft 5, supplément, 1925. — Dans la première partie de l'étude, l'auteur met en parallèle la distribution potentielle et la répartition des charges dans une diode à électrodes planes, la cathode étant d'abord froide, puis portée à l'incandescence. Il montre que, pour une différence de potentiel donnée entre anode et cathode, le champ au voisinage de l'anode demeure le même que la cathode soit froide ou incandescente, à condition, dans ce dernier cas, d'imaginer qu'on a augmenté d'un tiers la distance réelle entre anode et cathode.

L'auteur étudie ensuite le champ électrostatique dans une triode à électrodes cylindriques. Il définit le rapport d'amplification g comme le rapport des capacités filament-grille et filament-plaque. Puis il montre que le courant total $i_a + i_g$, issu du filament, est fonction seulement de $V_a + g V_g$, V_a et V_g désignant respectivement le potentiel grille et le potentiel plaque, et ce, à deux exceptions près.

Le premier cas exceptionnel est celui d'un courant très faible : la grille se trouve alors plongée dans un nuage d'électrons entourant le filament, et il en résulte une modification du champ électrostatique par cette charge d'espace.

Une deuxième modification de ce champ a lieu, dans le cas bien déterminé *où* V_a *est inférieur à* V_g. La cause en est à une charge d'espace secondaire au voisinage de la cathode due à des électrons primaires qui ont traversé deux fois les mailles de la grille.

Les surfaces caractéristiques relatives à i_a et i_g sont étudiées par l'auteur, à l'aide de vues stéréoscopiques et d'un système complet de caractéristiques pour un important champ de variations positives et négatives de V_a et V_g. On observe des irrégularités de ces dernières lorsque spontanément prennent naissance dans la triode des oscillations à extrêmement haute fréquence, déjà observées par Barkhausen (voir figures).

L'auteur étudie en détail l'émission secondaire d'électrons par le bombar-

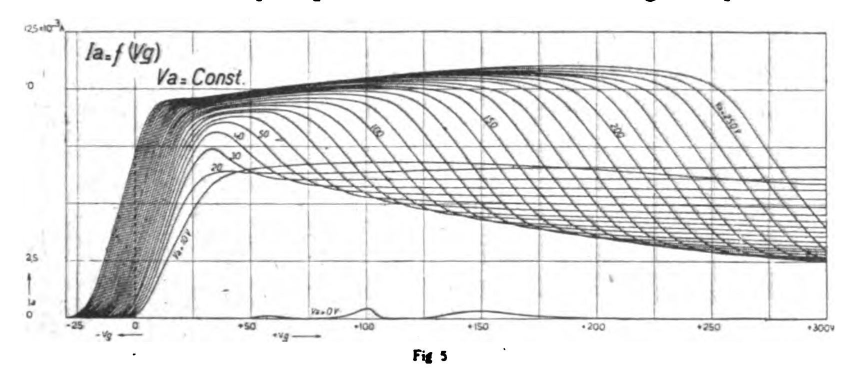


Fig 5

dement de la plaque par les électrons primaires : il lui assigne un rôle important dans l'étude des triodes. Ces électrons secondaires concourent, suivant les valeurs relatives des potentiels grille et plaque à faire varier les intensités correspondantes des courants grille et plaque. La dépendance, généralement admise,

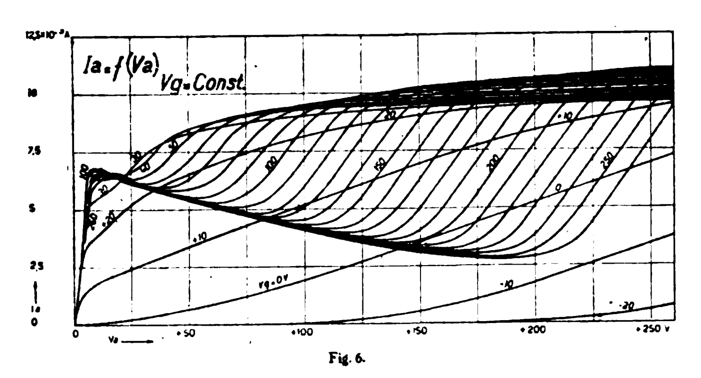


Fig. 6.

$$\frac{i_g}{i_a} = f\left(\frac{V_g}{V_a}\right)$$

n'est en réalité valable que pour $V_g = V_a$ et pour un potentiel positif de V_g supérieur de 60 à 70 volts à celui de V_a *tous* les électrons secondaires sont attirés par la grille. Dans les lampes de réception Philipps ces électrons secondaires sont presque totalement captés par la grille, lorsqu'on a $V_g = 1{,}02\ V_a$.

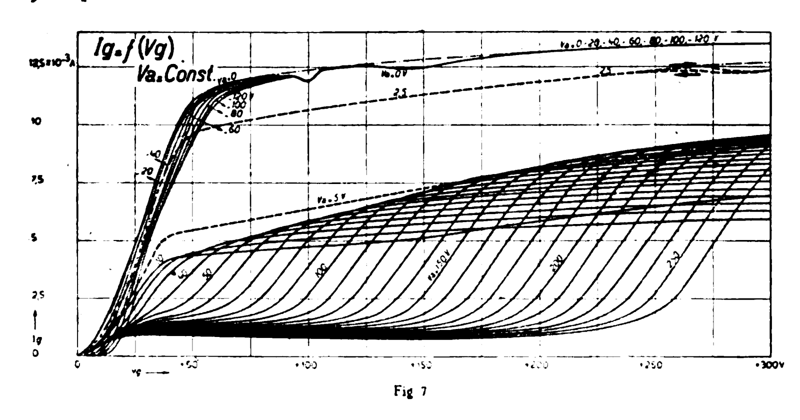


Fig 7

Le nombre d'électrons secondaires produit par le choc sur la plaque d'*un* électron primaire dépend de la nature et de la forme de la surface anodique. Pour des anodes cylindriques en nickel, la loi de dépendance du rapport $\frac{\text{nombre d'électrons secondaires}}{\text{nombre d'électrons primaires}}$ à la différence de potentiel filament-plaque peut s'écrire : $\frac{S}{P} = aV^{\frac{1}{2}}$ où a est une constante.

Pour $V = 1\,000$ volts le rapport $\frac{S}{P}$ est voisin de $\frac{6}{5}$.

Avec des anodes recouvertes d'oxydes (oxyde de Baryum, par exemple), l'auteur a pu calculer que les électrons primaires engendraient un nombre égal d'électrons secondaires, dès que la différence de potentiel cathode-anode atteignait 25^v, vingt fois plus d'électrons secondaires

quand cette différence de potentiel était de 1 000^v...

Finalement, il étudie l'échauffement total des électrodes. Il résulte de ses recherches que l'électrode au potentiel le plus élevé s'échauffe moins, et l'électrode au potentiel le moins élevé s'échauffe plus, qu'on pourrait le déduire théoriquement du produit du courant par la tension ($i_a V_a$ ou $i_g V_g$). — P. Labat.

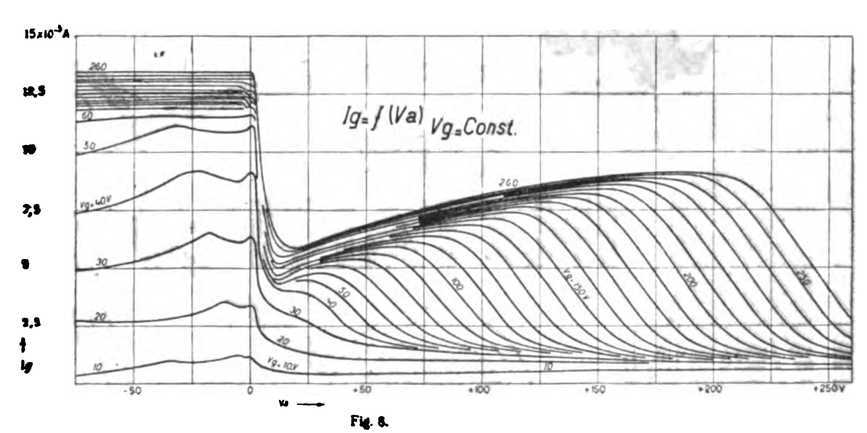


Fig. 8.

Théorie et calcul des générateurs cathodiques; Ing. Lwowicz. *Telegrafia i Telefonia bez provodov.*, **28**, **29**, février, avril 1925, 70-83 et 166-184. — Il est possible de trouver une courbe empirique qui coïncide bien avec les caractéristiques statiques d'une lampe triode et dont l'étude permet l'établissement d'un mode de calcul des émetteurs.

La courbe

$$i_a = \frac{2}{3} S_o D E_o + S_o'(V_g - V_o) - \frac{S_o'(V_g - V_o)^3}{3(D E_o)^2}$$

ou

$$o < i_a < i_s$$

correspond bien avec les caractéristiques expérimentales.

S_o est le coeff. ang. de la tangente au point d'inflexion;

$D = \frac{1}{k}$ est dit la perméabilité de la grille;

E_o est une grandeur qui dépend du courant de saturation;

V_o dépend de la tension-plaque;

V_g est la tension-grille.

Les courbes représentées par cette équation n'ont d'intérêt au point de vue physique qu'entre les droites.

$$i_a = o$$
$$i_a = i_s.$$

La valeur E_o est la tension-plaque minima qui permette pour un chauffage donné d'atteindre le courant de saturation et on a

$$E_o = \frac{3}{4} i_s \rho.$$

Si d'autre part on pose

$$X = \frac{V_g}{D E_o}$$

$$X_o = \frac{V_o}{D E_o}$$

et si on rapporte les valeurs du courant-plaque, au courant $i_d = \frac{i_s}{2}$ on aura la forme définitive de l'équation donnant la famille des caractéristiques statiques

$$\frac{i_a}{i_d} = Z = 1 + \frac{3}{2}(X - X_o) - \frac{1}{2}(X - X_o)^3.$$

Faisant intervenir maintenant le circuit oscillant et les équations d'équilibre entre les circuits de plaque et de grille, on trouve l'équation dite des caractéristiques dynamiques :

$$\frac{i_a}{i_d} = Z = 1 + \frac{3}{2} Y - \frac{1}{2} Y^3$$

ou

$$Y = pX - h$$

avec

$$p = 1 - \frac{DL}{M}$$

$$h = \frac{DE_0 + Vg_0 - DE}{DE_0}.$$

En posant

$$b = h - 1$$

$$a = \frac{E}{E_0}$$

on peut écrire que $b = Xg_0 - a$ est l'abscisse de l'origine de la courbe obtenue quand on travaille avec une tension-grille négative supplémentaire Vg_0. On peut appeler b le décalage de la caractéristique.

Cette théorie permet enfin de trouver une expression simple du courant zéro dans une lampe bien vidée, c'est

$$i_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{E}{\rho}.$$

Comme conclusion à cette première partie de son étude, l'auteur montre que sa courbe diffère très peu de celle qu'on obtient en développant la formule de Langmuir en série et en construisant la courbe correspondante.

Processus des oscillations. — En partant de l'équation de la caractéristique dynamique et en supposant qu'entre la grille et le filament agit une tension sinusoïdale, on trouve que le courant dans la plaque est de la forme :

$$A_0 + A_1 \cos \varphi + A_2 \cos 2\varphi + A_3 \cos 3\varphi \ldots,$$

c'est-à-dire qu'il est formé d'une composante constante B_0 et d'un certain nombre de courants d'amplitudes : B_1, etc.

Ces courbes sont données en fonction de φ_0 tel que

$$\cos \varphi_0 = \frac{b}{b+2}$$

et cette angle définit le régime d'oscillation du poste.

La condition limite d'entretien déduite de l'équation des caractéristiques dynamiques est

$$M = \frac{1}{k}(L + RC\rho)$$

et dans le cas général où on a travaillé avec une tension-grille supplémentaire elle est donnée par l'équation

$$\frac{RC\rho}{kM - L} = 1 - h^2$$

ou

$$h = 1 + \frac{Vg_0}{DE_0} - \frac{E}{E_0}.$$

Une étude serrée des conditions données par les équations montre que :

1) Le rapport de la grandeur de la première amplitude du courant d'anode, à la composante constante de ce courant tend vers 2 quand les deux valeurs diminuent et tendent vers l'∞.

2) L'amplitude fondamentale du courant d'anode passe par un maximum pour φ_0 voisin de 132°34′.

Circuit de grille. — L'étude des circuits de grille est conduite d'une manière analogue à celle du circuit de plaque.

Résistance instantanée. — L'auteur donne une valeur de la résistance instantanée de plaque en faisant intervenir la notion de résistance équivalente au circuit oscillant, utilisée par Möller.

Des exemples numériques montrent que la théorie proposée coïncide bien avec les phénomènes observés. Des courbes permettent d'éviter certains calculs et d'obtenir des solutions graphiques simples, mais cette partie du travail n'est pas très approfondie. — G. Teyssier.

DIVERS

Exploration des propriétés électriques des métaux en haute fréquence; R.-V. Lwovitsch, *Télégraphie et Téléphonie sans Fils* (*laboratoire de Nijni-Novgorod*), **3**, octobre 1925, 416-420. — L'auteur expose dans cet article une méthode nouvelle pour comparer les propriétés électriques des métaux, basée sur l'action réflexe des courants de Foucault.

Considérons un circuit ayant une résistance R_1 et une inductance L_1, couplé avec un circuit secondaire de résistance et d'inductance R_2 et L_2.

Désignons par E la force électro-motrice, M le coefficient d'induction mutuelle, x le coefficient d'accouplement, I_1 et I_2 les valeurs efficaces des courants dans le primaire et le secondaire; nous avons :

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{\left[R_1 + R_2\left(\frac{M\omega}{Z_2}\right)^2\right]^2 + \left[x_1 - x_2\left(\frac{M\omega}{Z_2}\right)^2\right]^2}}$$

où ω est la pulsation;

$$Z^2 = \sqrt{R_2^2 + x_2^2};$$
$$x_1 = \omega L_1;$$
$$x_2 = \omega L_2.$$

L'action du secondaire sur le primaire se traduit par une augmentation apparente de la résistance et une diminution apparente de l'inductance, de sorte qu'on peut écrire :

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{R'^2_1 + x'^2_1}}$$

où R'_1 est la résistance équivalente =

$$R'_1 = R_1\left[1 + \frac{R_2}{R_1}\left(\frac{M\omega}{Z_2}\right)^2\right]$$

et

$$x'_1 = x_1\left[1 - \frac{x_2}{x_1}\left(\frac{M\omega}{Z_2}\right)^2\right]$$
$$= \omega L_1 - x_2\left(\frac{M\omega}{Z_2}\right)^2.$$

Si la fréquence est assez élevée et L_2 assez grand, on peut négliger la résistance R_2 relativement à l'inductance. Dans ce cas

$$Z_2 = x_2 = \bar{\omega} L^2;$$
$$R'_1 = R_1\left(1 + K^2\frac{R_2}{L_2}\cdot\frac{L_1}{R_1}\right)$$

et

$$x'_1 = \omega L_1 (1 - K^2).$$

Désignons ensuite les décréments logarithmiques par

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{2L_1}\cdot T \qquad \alpha_2 = \frac{R_2}{2L_2}\cdot T$$

on peut écrire

$$R'_1 = R_1\left(1 + K^2\cdot\frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right).$$

Les variations relatives de la résistance et de l'inductance sont donc

$$\frac{R'_1 - R_1}{R_1} = K^2\cdot\frac{\alpha_2}{\alpha_1}; \quad \frac{L_1 - L'_1}{L_1} = K^2$$

L'_1 étant l'inductance équivalente du primaire.

Comme cas particulier, le secondaire peut être constitué par un tube métallique introduit dans la bobine du primaire. Ayant mesuré la self-induction du primaire avec et sans tube, nous pouvons calculer K. Mesurant ensuite le décrément logarithmique du primaire avec et sans tube, nous calculerons successivement R_1, R'_1 et α_2. Cette dernière grandeur peut être choisie comme module des propriétés électriques des métaux non magnétiques.

En effet, on peut préparer une série de tubes, géométriquement identiques, en métaux différents et comparer leur α_2 avec celui d'un tube en cuivre électrolytique, pris pour étalon. Plus α_2 est grand, plus la conductance est petite.

La même méthode sert aussi pour définir séparément les valeurs de R_2 et L_2. On peut trouver la valeur de L_2 par la formule

$$L = \frac{(\pi d)^2}{l\cdot 10^9}\eta$$

où d diamètre moyen, l longueur du tube, η coefficient dépendant du rapport $\frac{l}{d}$, qu'on peut trouver dans les tables spéciales.

L_2 et α_2 étant calculés nous trouvons facilement R_2. — Aisberg.

BIBLIOGRAPHIE

Les Grandes Étapes de la Radio (Fascicule 1). — J. Guinchant, professeur de Physique à la Faculté des Sciences de Bordeaux, 88 p. 14×23, Dunod, Paris. — L'ouvrage de M. Guinchant est consacré à l'histoire de la Télégraphie sans Fil. C'est une œuvre de documentation particulièrement précieuse par le soin apporté à rechercher les origines des decouvertes et par la bibliographie très complète qu'elle contient.

Les progrès de la radioélectricité constituent un exemple remarquable du développement si rapide des connaissances humaines à notre époque. Issue des conceptions géniales de Maxwell, cette branche de la science a bientôt porté ses fruits tant dans le domaine scientifique que dans celui des applications industrielles et sociales. Il est intéressant pour tous ceux qui en connaissent l'état présent de jeter un coup d'œil sur le chemin parcouru, et sur la manière dont les routes actuelles, si larges et si faciles à de nombreux points de vue, ont été tracées. C'est un exemple vivant, bien compréhensible, parce qu'il est tout près de nous, du processus par lequel la science se forme «...Toute la science montre qu'il y a dans son développement de grandes étapes. Arrivés à l'une d'elles, une foule de chercheurs s'efforcent d'en explorer les coins les plus reculés, d'en exploiter les plus minimes ressources, et subitement l'un d'eux trouve un sentier conduisant vers une étape nouvelle, plus vaste et plus riche... »

Le fascicule qui parait aujourd'hui est consacré aux premières découvertes. C'est d'abord un chapitre sur le champ hertzien où sont exposés les travaux de Hertz et de ses continuateurs. Ensuite, vient la relation des efforts effectués en vue de passer à l'utilisation des découvertes récentes. Le troisième chapitre montre comment se sont établies les bases théoriques de nos connaissances actuelles et rien n'est plus instructif que de suivre les tâtonnements et les hésitations de techniciens avertis, même de savants, devant des notions aujourd'hui familières et que nous disons élémentaires.

Deux autres fascicules traiteront des méthodes actuelles et des applications de la radiotélégraphie. — Mesny.

La théorie et la pratique des radiocommunications. Tome III : Oscillations et haute fréquence. Fascicule 1 : Les Oscillations électriques, L. Bouthillon. 283 pages 18 × 12, Delagrave. Paris. — Le livre qui parait aujourd'hui est la continuation de l'œuvre considérable entreprise par M. Bouthillon sur la Radioélectricité. Ce premier fascicule du tome III traite des oscillations électriques en général dans les circuits simples et complexes.

L'auteur expose d'abord en détail et rigoureusement les principes sur lesquels s'appuient toutes les questions traitées ; il donne les expressions des énergies électriques cinétique et potentielle et écrit par leur moyen les équations de Lagrange qu'il résoud pour les réseaux électriques les plus généraux.

Il décrit ensuite les différentes méthodes par lesquelles on peut entrer dans le détail des solutions : méthodes algébrique, vectorielle, imaginaire. Ces prémisses posées, il examine successivement le cas d'un circuit unique, puis celui de deux et de plusieurs circuits couplés.

Tous ceux qui connaissent les deux premiers volumes de M. Bouthillon savent quelle source abondante de documentation ils constituent ; le troisième volume est conçu dans le même esprit. Tous les travaux nécessaires ou seulement intéressants y sont exposés avec assez de précision pour qu'on puisse les suivre sans avoir recours aux mémoires originaux souvent si difficiles à se procurer ; les résultats et les formules complètes sont donnés tout au long avec des tableaux de valeurs numériques et graphiques correspondant aux différents cas possibles.

On sait combien les calculs de circuits couplés sont longs, aussi est-ce une grosse satisfaction de trouver ainsi toutes prêtes les formules exactes auxquelles on peut désirer recourir en maintes occasions.

L'ouvrage promet une abondante série de références bibliographiques dont on regrette de voir l'énumération reportée à une partie suivante. — Mesny.


T.S.F
MICROLUX
est une lampe
Micro (0,06 Amp) que l'on
RÉGÉNÈRE
INSTANTANÉMENT
SOI-MÊME
grâce à ses 2 filaments
Elle a la durée de
2 lampes pour le
prix d'une seule,
Détectrice
Amplificatrice
incomparable,
Elle possède une voix d'or!
2 Filaments Amp 0,06
MICROLUX
PRIX
37,50
Etablissements
A. BERTRAND, 1 Rue de Metz, PARIS
Fabrication Française


ETS
A.
CARLIER
105 rue des MORILLONS
PARIS
TRANSFORMATEURS
NUS et BLINDÉS
BF
four
HF
Agent Général
A.F. VOLLANT
ING
31 Avenue TRUDAINE
PARIS
IX

ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

DIVERS

Discussion sur l'ionisation de l'atmosphère et son influence sur la propagation des signaux radio-télégraphiques. (*Proc. phys. soc. London.* **37** part. 2, 1925; 1 D — 47 D. — *Discours d'ouverture.* Eccles. (W. H.) : — pp. 2 D — 5 D. — La constatation faite par Marconi vers 1900 que les ondes hertziennes traversent l'Atlantique, conduisit à l'hypothèse d'une couche réfléchissante élevée, conductrice par suite de l'ionisation des gaz raréfiés la constituant, et guidant les ondes autour de la terre.

La découverte des différences entre la propagation de jour et celle de nuit nécessita l'hypothèse supplémentaire d'une absorption variable avec l'éclairement solaire. Cette absorption fut attribuée à une ionisation de l'air : les atomes ou molécules chargés, c'est-à-dire les ions lourds, donnant une certaine conductibilité aux couches inférieures et les ions légers, les électrons constituant la couche très peu dense de Heaviside. La surface de séparation de celle-ci vers la terre serait nette et formerait par suite un excellent miroir réfléchissant toutes les ondes.

Les ions lourds doivent, d'après le calcul, accroître la vitesse du front d'onde qui, par suite, s'inclinera vers le sol, mais la courbure qui résulte de ce phénomène dépend de la longueur d'onde. Comme les ions lourds seraient plus ou moins abondants suivant l'intensité du rayonnement solaire, on conçoit que la propagation dépende de celui-ci.

Ces hypothèses trouvèrent par la suite des confirmations expérimentales : par exemple l'existence d'ions légers, tels que les électrons, possédant dans les couches supérieures de grands libres parcours, permet de prévoir une rotation du plan de polarisation des ondes sous l'influence du champ terrestre qui agit sur les électrons mis en mouvement par l'onde. Ce serait la cause des erreurs de direction qui se manifestent dans les relèvements radiogoniométriques de nuit.

Les portées considérables obtenues de nuit par les amateurs sur ondes courtes confirment également l'hypothèe d'une couche réfléchissante : en particulier l'émission d'ondes vers le ciel, au moyen de réflecteurs a donné des portées considérables.

Ionisation atmosphérique et ses variations; Chree (C.), pp. 5 D — 15 D. — Les mesures d'ionisation ont été faites en général avec l'appareil Ebert, qui sous-estime probablement le nombre des ions négatifs. Les ions captés par cet appareil sont surtout les ions légers, dont la mobilité est de l'ordre de 1,5 centimètre par seconde sous un champ de I volt par centimètre. Les ions lourds, découverts par M. Langevin, ont une mobilité environ 3.000 fois plus faible que celle des ions légers. Leur nombre étant du même ordre de grandeur que celui des ions légers, leur influence est peu sensible, par suite de leur faible mobilité.

Les poussières influent sur la teneur de l'atmosphère en ions lourds, cependant il ne semble pas qu'il y ait simplement formation d'ions lourds par fixation d'ions légers sur des poussières, car les dimensions de celles-ci

****


Tubes
Electroniques
Marque "MÉTAL"
METAL
Pour télégraphie
et
téléphonie sans fil
Pour télégraphie
et
téléphonie avec fil
FABRICATION
EXCLUSIVEMENT FRANÇAISE
COMPAGNIE DES LAMPES "MÉTAL"
54, Rue La Boëtie. Paris (8)
REG. COMM. SEINE N° 155.754

sont très variables tandis que la mobilité des ions semble être uniforme.

Les jours de poussière il y a peu d'ions légers, comme d'autre part les ions lourds sont lents, la conductivité atmosphérique est faible et le gradient de potentiel est par suite élevé. Des mesures directes du gradient de potentiel et du courant air-terre ont pu être effectuées avec l'appareil du Dr C. T. R. Wilson (*Proc. Camb. phil. Soc.* vol. 13-184).

Des tables données dans l'article récapitulent les variations relatives du gradient de potentiel, de la conductivité, de l'ionisation et du courant air-terre, mensuellement, puis quotidiennement.

La conclusion est qu'il y a maximum du gradient de potentiel l'hiver (vers janvier) et minimum l'été (vers juillet). Il en est de même pour l'ionisation; par contre la conductibilité varie en sens inverse, tandis que le courant air-terre varie peu.

La variation diurne présente deux maxima du gradient du potentiel, vers 8 heures et 22 heures pour Potsdam par exemple, et deux minima (à 4 et 14 heures à la même station.)

Il semble que l'on ait affaire à la superposition de deux phénomènes : l'un intéressant simultanément la terre entière, l'autre de fréquence double et se déplaçant à la surface de la terre comme la marée. Les observations ne sont d'ailleurs pas encore assez nombreuses pour qu'il soit possible de conclure.

Influences géophysiques sur les ondes radiotélégraphiques ; APPLETON (E.-V.), pp. 15 D — 23 D. — L'auteur étudie d'abord la propagation aux distances r suffisamment faibles pour que la courbure de la terre n'intervienne pas.

Dans ce cas le champ électrique devrait diminuer en raison inverse de la distance r. Ceci a été vérifié expérimentalement jusqu'à 95 kilomètres au-dessus de la mer, tandis qu'au-dessus du sol cette loi est fausse à partir de 1.800 mètres, l'écart étant dû à la conductibilité imparfaite du sol.

Austin a introduit dans sa formule un affaiblissement exponentiel : le champ théorique doit être multiplié par $e^{-\frac{\alpha r}{\sqrt{\lambda}}}$

avec $\alpha = 0,28$ pour le sable sec,
et $\alpha = 0,025$ au-dessus de la mer.

Les variations d'intensité entre le jour et la nuit ne sont sensibles que sur les ondes de 200 à 500 mètres. A 100 milles il y a des fluctuations nocturnes d'intensité, qui n'existent pas sensiblement à 50 milles.

Ces faits s'interprètent en admettant qu'il y a réflexion sur l'atmosphère supérieure, mais que le rayon réfléchi est moins intense que le rayon direct à petite distance. De nuit, à des distances suffisantes, il est du même ordre d'où, par interférence, des variations d'intensité à la réception.

Sur mer le rayon direct étant moins affaibli par la distance, les interférences ne commencent que beaucoup plus loin.

Dans la propagation à grande distance la courbure de la terre joue un grand rôle.

De jour la formule d'Austin reste satisfaisante sur onde quelconque, de nuit pour les ondes courtes il faut pratiquement supprimer l'absorption, le champ variant en raison inverse de la distance.

Pour les ondes longues de nuit l'intensité de réception augmente beaucoup moins et, tandis qu'à très grande distance l'intensité reçue du jour croît avec la longueur d'onde, celle de nuit devient de plus en plus voisine de celle de jour. (Pour $\lambda = 10.000$ mètres, il y a pratiquement égalité.)

Ces phénomènes peuvent s'expliquer en admettant que la réflexion a lieu de nuit sur des couches très élevées où règne une pression suffisamment faible pour rendre le libre parcours des ions assez grand pour que la dissipation d'énergie due aux chocs soit insensible. De jour, au contraire, l'ionisation produite par la lumière solaire se manifeste dans des couches beaucoup plus basses. Elles deviennent de ce fait réfléchissantes, mais comme la pression y est telle que les chocs ne sont plus exception-

nels, la réflexion est accompagnée d'une perte d'énergie considérable qui se traduit par une grande absorption.

Aux grandes distances se manifestent aussi des variations diurnes dont les principales sont dues au lever ou au coucher du soleil entre les deux postes. La zone crépusculaire du coucher du soleil est d'ailleurs beaucoup plus absorbante que celle du lever : au cours de celui-ci il y a un maximum temporaire entre deux minima. Les éclipses donnent lieu à une modification dans le sens des conditions de nuit.

La réception varie aussi avec la saison : elle est meilleure l'hiver que l'été, mais il y a des variations d'une année à l'autre, le gain en hiver est d'ailleurs plus marqué la nuit que le jour. L'orientation a aussi un effet : la transmission nord-sud serait la plus facile.

Enfin les influences géographiques sont considérables ; les montagnes sont de grands obstacles, tandis que les cours d'eau et la mer en occasionnant un léger accroissement de la vitesse de propagation, entraînent des phénomènes de réfraction sur le rivage.

Enfin, l'auteur faisait remarquer en appendice que la réflexion sur la couche très élevée nécessite très peu d'ions et qu'il n'y a pas réflexion brusque mais courbure des rayons vers la terre du fait que la vitesse de propagation est plus grande dans cette couche contenant des ions très mobiles, que dans les couches plus basses, d'où l'inclinaison du front d'onde.

Enfin, il semble que les portées exceptionnelles réalisées sur ondes très courtes soient en relation avec l'inclinaison suivant laquelle l'émission a été faite, inclinaison qui dépend du mode de vibration de l'antenne.

Atmosphériques ; Watt (R. A. W.), pp. 23 D — 31 D. — Ce travail est un résumé des données sur la nature et l'origine des atmosphériques, données qui furent obtenues au cours des recherches entreprises par le service radiotélégraphique anglais.

La détermination des formes de la tension induite dans l'antenne par les parasites atmosphériques a été faite à l'aide de l'oscillographe cathodique. La conclusion est qu'il existe plusieurs formes-types : elles ressemblent par exemple à une demi-période positive isolée soit sinusoïdale, soit pointue au sommet, parfois cette demi-période positive est suivie d'une demi-période négative d'amplitude plus faible. Les valeurs atteintes par le champ sont de l'ordre de 1/8 volt et la durée moyenne est de l'ordre de 1 à 2 millièmes de seconde. Les tensions les plus fortes observées à Khartoum atteignent 4,2 volts par mètre.

Il a été observé aussi des atmosphériques de structure plus fine que les précédents, et dont les éléments étaient de durée comparable à la période des oscillations utilisées pour les communications à grande distance.

Les éclairs semblent produire une série de décharges séparées, au nombre de 3 à 6, durant environ 0,003 de seconde avec une intervalle calme de 0,002 à 0,003 de secondes. En tout la période troublée atteint 0,01 et même 0,03 de seconde. Il y a cependant des exemples de troubles plus durables et peut-être continus provoqués par des éclairs.

Les relations entre les atmosphériques et les phénomènes météorologiques sont également étudiées, mais elles sont très difficiles à dégager des nombreuses observations faites. La position de la source des atmosphériques était déduite de l'observation goniométrique faite par plusieurs postes et il était recherché quel était l'état météorologique de la zone contenant la source du parasite. Certaines observations coïncident avec des orages rapprochés, parfois avec des chutes de grêle ou de pluie, avec des ouragans, etc. En l'absence d'orages il a été reconnu que les fronts froids et les fronts chauds sont accompagnés de manifestations importantes.

Le champ électrique d'un nuage orageux et quelques-uns de ses effets; Wilson (C. T. R.), 32. D.-37.

— Un nuage orageux est un générateur électrique dans lequel la séparation des charges s'effectue de manière à correspondre à un courant de plusieurs ampères.

Ce courant est partiellement ou totalement compensé par les charges que le nuage attire, ou il contribue à augmenter la différence de potentiel qui existe entre les plages du nuage chargées sous des polarités différentes. La différence de potentiel entre les pôles peut atteindre le million de kilovolts.

Les nuages chargés, qui peuvent d'ailleurs être des nuages d'ondée et non d'orage accompagné de tonnerre, peuvent produire les effets suivants par l'existence même du champ électrique qui les accompagne.

1° Le champ électrique dû à l'existence de charges de signe différent sur les plages supérieure et inférieure du nuage, produit une ionisation à grande hauteur, vers 60 à 80 kilomètres par exemple, parce que le potentiel critique d'ionisation diminue plus vite avec l'altitude, du fait de la décroissance de la densité, que ne le fait le champ dû au nuage (qui ne varie sur la verticale de celui-ci que suivant l'inverse du cube de l'altitude par rapport à lui.) Cette ionisation est d'ailleurs une cause de décharge continue ou discontinue entre le nuage et la haute atmosphère.

2° Les conducteurs terrestres pointus, ou élevés, donnent lieu à une décharge qui constitue une part importante du courant qui s'écoule entre la terre et la base du nuage. L'ionisation résultante, près du sol, peut être très grande.

Il suffit d'un champ de 10.000 volts par mètre, champ souvent dépassé pour qu'une sphère ayant un rayon de 1 centimètre située à trois mètres du sol et reliée à lui, atteigne le potentiel critique.

Un champ de 150.00 volts par mètre peut suffire pour que les feuilles pointues de l'herbe donnent lieu à un écoulement de charges de l'ordre de l'ampère par kilomètre carré.

3° Un rayonnement très pénétrant peut prendre naissance par suite de l'action accélératrice du champ sur les particules β existantes.

En effet une particule β animée d'une vitesse v perd, par centimètre de trajet, une énergie qui varie comme $\frac{1}{v^2}$. Pour une particule ayant dans l'air à la pression ordinaire une vitesse de 9.10^9 centimètres par seconde, la perte d'énergie est équivalente à 10.000 volts par centimètre. Il suffit donc que la composante du champ dans le sens du parcours atteigne au moins cette valeur pour qu'il y ait accélération. Ensuite la vitesse augmentant, les pertes diminuent et l'accélération croît. Très rapidement la particule atteindra l'énergie cinétique des particules β des subtances radio-actives. Les rencontres avec les noyaux atomiques produiront alors des effets importants, car la masse du projectile sera alors comparable à celle du noyau de l'atome d'hydrogène.

Au-dessus du nuage, malgré les champs bien plus faibles, les mêmes phénomènes sont possibles par suite de la diminution de pression.

Le rayonnement pouvant ainsi prendre naissance est très analogue à celui qui existe normalement dans l'atmosphère.

La preuve par le magnétisme terrestre de l'existence de régions fortement ionisées dans la haute atmosphère; CHAPMAN (S.), 38 D-45-D.

Le champ magnétique terrestre comporte une partie attribuable à des causes internes, c'est la valeur moyenne, variable séculairement, et une partie alternative, qui relève de causes externes, qui constitue la variation diurne avec les perturbations d'allure irrégulière du champ terrestre.

La théorie de Balfour Stewart suppose que les causes extérieures résident dans la circulation de nappes de courants dans l'atmosphère sous l'action de forces électromotrices développées par des mouvements importants de celle-ci dans le champ terrestre, d'où le nom de « dynamo atmosphérique » qui a été utilisé à l'occasion de cette théorie.

Pour qu'il apparaisse une nappe de courant il faut qu'il existe des couches conductrices dont le mouvement parallèlement à la surface du sol coupe le flux magnétique terrestre. La connaissance de la répartition du champ terrestre, ainsi que la mesure des composantes des variations diurnes que l'analyse harmonique attribue à la marée lunaire atmosphérique, permettent de prévoir l'ordre de grandeur de la conductance de la couche traversée par le courant d'origine lunaire. Elle correspondrait à une couche de cuivre épaisse d'un mètre entourant la terre.

La marée solaire conduit, par des calculs analogues, au même chiffre. Les variations de distance entre la terre et la lune s'accusent conformément aux calculs qui prévoient leurs effets.

La lumière solaire est une cause de variation de caractère diurne, les marées ayant le caractère semi-diurne, En effet l'ionisation dépend de l'insolation et modifie par suite l'intensité des courants atmosphériques, la conductance étant plus grande dans la région éclairée que dans l'autre. La variation lunaire et la variation solaire accusent d'ailleurs des différences. Celle due au soleil présente à l'équateur une amplitude à peu près constante d'un jour à l'autre, tandis que celle qui est attribuée à la lune présente une amplitude plus grande aux jours de perturbations accidentelles fortes qu'aux jours calmes. Ceci conduit à penser que les régions atmosphériques traversées par les courants ne sont pas les mêmes dans les deux cas.

Les perturbations prennent naissance dans une calotte située autour de chacun des deux pôles magnétiques terrestres, calotte qui est le siège des aurores boréales et qui a un rayon angulaire de 23°.

Dans cette région circuleraient des courants, se fermant partiellement d'ailleurs parallèlement au plan méridien passant par le soleil. On conçoit que l'effet de ces courants soit peu marqué à l'équateur par rapport à la composante solaire qui est relativement grande (dix fois l'effet lunaire).

Il y aurait donc deux régions distinctes ionisées indépendamment par deux causes différentes, toutes deux solaires ; l'une couvrirait presque toute la terre, mais avec une conductibilité maximum dans la région où la hauteur du soleil est la plus grande, conductibilité qui passerait par un maximum en même temps que les taches solaires. (Variation 40 à 50 %.) Les rayons ultra-violets seraient l'agent ionisant, il y aurait en même temps formation d'une couche d'ozone, qui absorbe beaucoup les rayons ultra-violets, couche dont l'existence a été reconnue vers 40 à 50 kilomètres d'altitude.

L'autre région ionisée comporte les deux calottes polaires (zones aurorales). La théorie de Birkeland et Stormer attribue cette ionisation à des corpuscules électrisés émis par certains points du soleil. Le champ terrestre en les déviant ferait apparaître un courant circulaire autour du pôle magnétique. Les perturbations seraient ainsi fonction de la rotation du soleil, tandis que les rayons ultra-violets étant émis par toute la surface, leur effet aurait une valeur moyenne constante.

Discussion générale (Simplon. C. — Fortescue. L. — Robinsong J. — Brooks P.). — Plusieurs points des communications précédentes sont controversés : par exemple l'électrisation des nuages ne présente pas toujours la plage négative vers le bas comme il faudrait l'admettre pour établir que la charge négative de la terre par rapport à la haute atmosphère soit la conséquence des décharges orageuses entre les nuages et le sol.

Au sujet des atmosphériques on fait remarquer qu'il est difficile d'admettre que les nuages non orageux, qui ne produisent pas d'éclairs, puissent être une cause réelle de parasites. D'autre part l'hypothèse des couches conductrices ne suffit pas à expliquer que la réception soit plus facile dans les communications entre avions ou entre stations séparées par un trajet entièrement marin, que lorsque les stations sont terrestres.

Une communication très intéressante est relative à la fréquence moyenne des orages, des éclairs dans le monde, puis dans un cercle de 1.000 kilomètres de rayon autour de Londres. Il y a en moyenne un éclair par minute en hiver et onze en été dans ce cercle, ce qui est en bon accord avec les observations faites sur les atmosphériques.

Réponses des auteurs. — Eccles fait d'abord remarquer que les questions suivantes se sont trouvées posées, mais non résolues :

Combien y a-il de couches ionisées dans l'atmosphère, quelle est leur position relative, quel est leur rôle dans la propagation des ondes de radiotélégraphie, dans laquelle des couches de l'atmosphère réside la cause des troubles apportés dans la propagation.

Il semble résulter de la discussion générale que les variations diurnes du magnétisme terrestre demande une couche fortement ionisée dans les régions polaires. Les aurores ayant une dimension verticale extrêmement grande (elles s'élèvent depuis 100 kilomètres jusqu'à 600 kilomètres), la couche ionisée semble extrêmement épaisse, peut-être atteint-elle les confins de notre atmosphère. — R. Dubois.

Le circuit couplé de l'arc de Leafield; A.-G. Lee et A.-J. Gill. *Journ. Inst. El. Eng.*, **63**, juillet 1925, 697-711. — L'auteur rappelle que l'arc Poulsen directement connecté à une antenne produit de nombreux harmoniques et un souffle gênants pour les autres postes de T. S. F. Afin d'éviter ces inconvénients on a employé un circuit couplé dans les stations de Northolt et de Stonehaven. Les résultats ayant été excellents, la même expérience a été tentée à Leafield.

Le circuit couplé de cette station est décrit en détail par l'auteur. La figure 1 le représente schématiquement. Il peut être réglé sur des longueurs d'ondes allant de 8 500 à 15 000 mètres. Son efficacité croît avec le rapport $\frac{C_2}{C_1}$; C_2 est déterminé par l'antenne, mais C_1 peut être choisi. Sous une tension de 8 000 volts la valeur trouvée la plus favorable pour C_1 est 0,025 µf. Le diélectrique adopté est l'huile deshydratée. Le couplage entre le primaire et le secondaire se fait au moyen d'un transformateur formé de quatre bobines dont deux sont en série avec le circuit d'antenne.

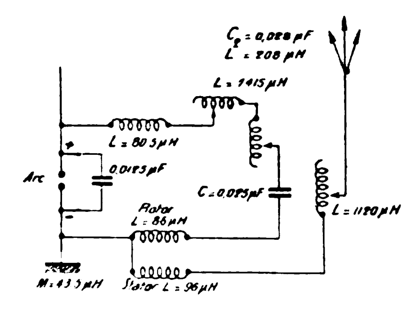


Fig. 1.

L'auteur rappelle la théorie des circuits couplés et l'applique au cas particulier de l'arc. Lorsque le primaire et le secondaire sont accordés sur la même fréquence f_0 l'arc oscille aux points f_1 ou f_2 ou

$$\left(\omega l - \frac{1}{\omega C}\right) - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X^2 = 0$$

avec $\omega_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}}$ $\omega_2 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}}$

ou $\frac{\omega_1}{2\pi}, \frac{\omega_0}{2\pi}, \frac{\omega_2}{2\pi}$ sont les fréquences f_1, f_0, f_2 et k le coefficient de couplage.

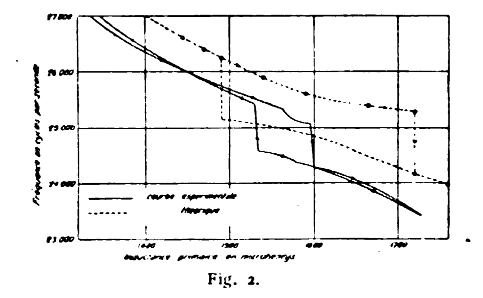


Fig. 2.

L'accord du circuit peut être fait en modifiant le circuit primaire. Les courbes représentées figure 2 mon-

Ing. A. et M., 6 ans pratique dans grandes firmes T. S. F., cherche situation.
Écrire : MIDY, Maurecourt (S.-et-O.)

trent les variations de la fréquence en fonction de la valeur de l'inductance primaire ; les flèches indiquent dans quel sens l'accord a été fait. On peut noter que l'aire d'hystérésis trouvée par expérience est nettement inférieure à celle calculée.

Les ondes de travail et de repos de l'arc de Leafield ont une fréquence nettement différente de celle pour laquelle il y a discontinuité.

L'auteur étudie ensuite le rapport du courant secondaire I_2 au courant primaire I_1 lorsqu'on modifie le circuit primaire. Il conclut que ce rapport croît lorsqu'on approche de la position d'équilibre. Il y a intérêt à rendre I_1 minimum afin de perdre le moins possible de puissance dans la bobine primaire, le condensateur et l'arc lui-même. On peut rendre $\frac{I_2}{I_1}$ plus grand que 1, ce qui donne un rendement égal ou supérieur à celui obtenu en travaillant directement.

Le couplage par capacité qui, théoriquement, devrait diminuer les harmoniques, surtout ceux de haute fréquence, dans de plus grandes proportions que le couplage par induction, a donné en pratique jusqu'à présent d'assez mauvais résultats. Il y a instabilité.

L'auteur fait remarquer que le circuit couplé augmente la constance de la fréquence et la pureté du son émis. Il en donne la raison suivante : lorsque la fréquence tend à augmenter, le circuit secondaire provoque dans le primaire une valeur plus grande de $\left(\frac{\omega^2 M^2}{Z^2_2}\right) X^2$. Cette quantité agit comme une inductance effective et par conséquent tend à compenser le changement de fréquence. De plus, le souffle dû probablement à de très rapides variations de la fréquence disparaîtrait par le fait qu'un changement de fréquence même petit ne peut pas se faire instantanément dans le circuit secondaire. L'auteur note également que les résultats sont très améliorés en shuntant l'arc par un condensateur. Toutefois, les harmoniques de haute fréquence demeurent encore très marqués et on ne les supprime qu'au moyen d'expédients variés.

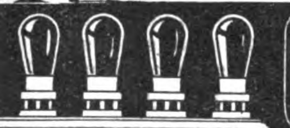
L'auteur termine en signalant que la manipulation se fait dans le circuit primaire seulement; la différence de fréquence entre l'onde de travail et l'onde de repos est de 80 cycles par seconde et l'amplitude du courant secondaire reste presque la même dans les deux cas. — POLOSSE.

Sur un dispositif de protection contre les chocs acoustiques; P. CHAVASSE, *Ann. P. T. T.*, **14**, novembre 1925, 1065-1073. — Il résulte de la proximité des lignes de transport d'énergie et des nappes de fils téléphoniques une influence mutuelle qui occasionne sur les circuits téléphoniques des troubles divers. Parmi eux, l'auteur signale les chocs acoustiques qui provoquent un ébranlement violent de la membrane du récepteur du circuit influencé.

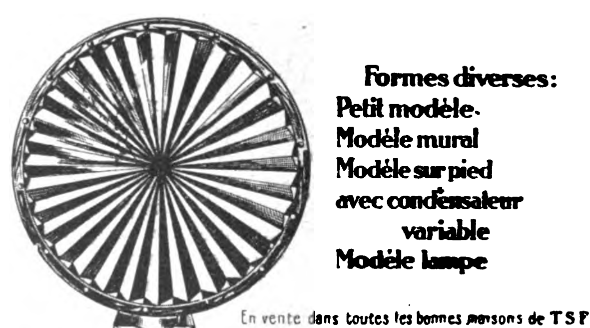
Ces chocs acoustiques dus, soit à la propagation d'une onde de tension à front raide et de grande amplitude, soit au passage d'un courant intense, soit enfin à ces deux effets réunis, déterminent un afflux d'électricité dont l'intensité peut être supérieure à plusieurs centaines de milliampères. On a ainsi été conduit à protéger les installations par des dispositifs variés. On expérimente depuis quelques mois un appareil de protection basé sur les propriétés des lampes à trois électrodes. L'auteur rappelle ces propriétés. Le courant plaque d'une triode est une fonction sensiblement linéaire du potentiel de grille u entre les tensions u_1 et u_2 différentes environ d'une trentaine de volts; au-dessus de u_2 le courant atteint, pour des conditions d'emploi déterminées, une valeur maximum I_m dite intensité du courant de saturation.

On peut donc introduire, au moyen d'un transformateur, le circuit téléphonique dans le circuit filament grille d'une lampe et le récepteur dans le circuit plaque. Les petites variations alternatives dues aux courants microphoniques donneront nais-


T. S. F.







sance à des variations proportionnelles du courant plaque et la parole sera reproduite. Par contre s'il se produit une variation excessive de la tension grille elle ne pourra créer qu'un courant plaque d'intensité inférieure à I_m.

Il résulte toutefois de l'emploi de la triode une diminution très marquée de l'intensité des courants transmis.

On remédie à cet inconvénient en donnant au transformateur d'entrée un rapport de transformation voisin de la racine carrée des rapports des modules des impédances de l'espace filament grille et du circuit à protéger. L'audition peut encore être améliorée en introduisant dans le circuit plaque un transformateur de rapport inférieur à 1.

Enfin le dispositif de protection doit être tel que la communication bilatérale reste possible. Pour atteindre ce but, il suffit que les courants microphoniques n'aient pas à traverser d'appareils ayant une impédance élevée. Lorsque le poste d'opération possède un montage anti-local, le courant microphonique ne traverse pas le récepteur, le problème est donc résolu; lorsque le poste d'opération en est dépourvu, on substitue au récepteur le transformateur d'entrée de la triode qui se trouve ainsi en série avec la bobine associée au microphone; le primaire est shunté par une résistance si l'impédance en est trop grande. Ces dispositifs subissent des variantes suivant les conditions locales. — POLOSSE.

Le théorème de réciprocité en radiotélégraphie; A. SOMMERFELD. *Zeit. f. Hochfreq*, **21**, 1925, 93-98. — Le théorème de réciprocité est le suivant :

Soient deux antennes quelconques, dirigées ou non : A_1 située en un point O_1 et A_2 située en un point O_2. Si l'on transmet sur A_1 avec une certaine énergie, on reçoit sur A_2 une certaine fraction de cette énergie; *si l'on transmet, inversement, sur A_2 avec la même énergie, on recevra sur A_1 la même fraction que l'on recevait précédemment sur A_2, et ceci quel que soit le milieu interposé.*

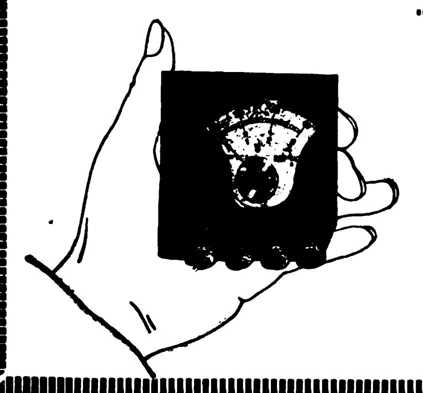
Ce théorème, énoncé par Pfrang, et dont il existe des analogies dans d'autres domaines de la physique, a été démontré par Lorenz, dans le cas d'antennes dipôles. L'auteur reprend cette démonstration et l'applique aux cas des antennes ouvertes et des cadres. Il en discute la validité, et montre que ce théorème est applicable même en présence de la couche conductrice ionisée de la haute atmosphère, mais seulement si l'on néglige l'action des champs magnétiques extérieurs et notamment du champ terrestre. — P. DAVID.

Quatre instruments en un seul!

Un laboratoire de poche!

Le contrôle complet des postes mis à la portée de tous les amateurs par le voltampèremètre DA et DUTILH

ROBUSTE -:- PRÉCIS -:- EMPLOI FACILE



Voltampèremètre N° 3

0v,3 — 6v — 120v — 3 ma

avec shunts jusqu'à 15 a.

Notice d'emploi pour toutes les mesures de T. S. F.

Le demander à votre électricien ou à

DA et DUTILH

81, rue Saint-Maur — PARIS-11e

CEMA

Constructions Electro Mécaniques d'Asnieres

CEMA

KNOLL & MARIÉ

1, 3. 5, rue Defresne Bast, ASNIÈRES

O'Galop

RENOMMÉE MONDIALE

pour ses Casques, Écouteurs, Diffuseurs, Haut-Parleurs, Transformateurs et sa Lampe Micro à faible consommation (Modèle déposé)

ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

BIBLIOGRAPHIE

Les filtres électriques, par Pierre David, préface de M. le général Ferrié (Gauthier-Villars, éditeur). Les *Filtres électriques* sont des combinaisons de circuits permettant la séparation des courants suivant leur fréquence, conformément à telle loi que l'on désire ([1]).

Ces appareils ont été notablement perfectionnés par des travaux récents, principalement dus aux ingénieurs américains du Bell System. Leur champ d'applications est très vaste ; en dehors des communications multiplex sur fils, qui ont été l'occasion de leur développement, ils sont d'un usage fréquent en radiotechnique, en électricité générale, dans les laboratoires de mesures, etc.

Dans une première partie, l'auteur récapitule et présente sous une forme nouvelle, les points essentiels de leur théorie, en évitant d'introduire les formules, plus générales mais inutiles, des lignes artificielles. Il montre, d'après Zobel, que l'on peut tenir compte de la résistance ohmique des circuits.

La seconde partie constitue un *formulaire* donnant en détail les règles de construction d'un filtre, avec une série de tableaux de courbes et de graphiques permettant d'établir dans chaque cas particulier un filtre rationnel et d'en prévoir les résultats (compte tenu de la résistance ohmique). Des exemples illustrent la méthode et des relevés expérimentaux témoignent de sa précision satisfaisante.

([1]) Voir article dans les numéros de *l'Onde Électrique* de janvier et février 1926.

La transmission téléphonique; J.-G. Hill, traduit par G. Valensi (Gauthier-Villars, 1924). — Cet ouvrage est un livre de haute valeur scientifique dont la lecture est à conseiller non seulement à tous ceux qui se sont spécialisés dans les questions de téléphonie par fil, mais aussi d'une manière plus générale à tous les techniciens qui s'intéressent à l'électricité.

Il constitue en effet un véritable cours sur la propagation des courants continus et sinusoïdaux le long des lignes présentant des constantes uniformément réparties (résistance, perditance, inductance et capacité). Les applications pratiques de ces théories sont maintenant d'un usage trop étendu en électrotechnique pour que leur connaissance reste confinée chez les spécialistes de la téléphonie. En particulier la théorie des circuits en T et en U équivalents à une ligne uniforme, permet l'étude complète des filtres électriques maintenant très fréquemment utilisés.

Les phénomènes de réflexion en chaque point de raccordement entre des lignes présentant des caractéristiques différentes sont mis en évidence et permettent de comprendre le sens physique des formules d'impédance combinée obtenues par la méthode directe basée sur les équations générales de propagation reliant la tension et le courant en un point à la valeur de ces grandeurs au début de la ligne.

Les démonstrations présentées sont toutes rendues très claires par le souci constant de l'auteur et du traducteur de fournir tous les renseignements mathématiques nécessaires à la compréhension des calculs. En particulier on trouvera dans le premier chapitre

l'établissement de toutes les formules utilisées dans l'ouvrage, principalement un excellent résumé des théorèmes sur les fonctions hyperboliques et sur les nombres complexes, qui permet aux électeurs peu familiarisés avec ces notions de suivre aisément l'auteur jusqu'à la fin.

Un chapitre spécial traite d'une manière très étendue, illustrée de nombreux oscillogrammes, de la nature de la voix humaine, de l'étendue du domaine des fréquences qui la constituent, des caractères particuliers des voyelles et des consonnes.

Un autre chapitre traite des mesures en courants alternatifs, un troisième de l'emploi des triodes comme relais téléphoniques dans les communications à grande distance.

Enfin d'autres chapitres, plus spécialement intéressants pour les ingénieurs des Postes et Télégraphes, étudient la charge des lignes longues (procédés Pupin, Krarup et Thompson) ainsi que les problèmes commerciaux qui s'y rattachent. — R. Dubois.

•

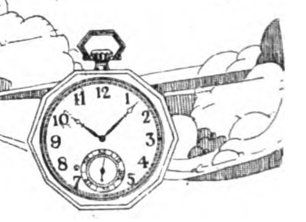
Superhétérodyne et superréaction, par P. Hémardinquer (Étienne Chiron, éditeur). — Dans ce volume, l'auteur a recueilli une abondante documentation sur les récepteurs à superhétérodyne et à superréaction. Il a conservé sa formule habituelle : la technique est réduite au strict minimum ; en revanche, les détails pratiques sont longuement exposés et répétés ; les graphiques, schémas et photographies sont surtout très nombreux. Les idées les plus diverses, voire les plus contradictoires, sont accueillies avec la même « impartialité absolue ».

Le premier chapitre de l'ouvrage est consacré aux généralités sur la superhétérodyne ; les trois suivants décrivent en détail ses variantes, suivant que le montage est fait par éléments séparés ou, au contraire, en un seul bloc.

Deux autres chapitres font connaître le principe de la superréaction, ses variantes et perfectionnements (?).

Dans un dernier chapitre, l'auteur compare les deux systèmes ; il semble croire, avec M. Armstrong, que la superhétérodyne peut être assimilée à la Roll's Royce, cependant que la superréaction doit se contenter de jouer le rôle, plus modeste, de la Ford.

Enfin, et pour permettre au lecteur de se faire une opinion sur l'historique de la superhétérodyne, deux textes sont reproduits : l'un est extrait d'une conférence de M. Armstrong, l'autre est une vive réponse de M. L. Lévy. — P. David.





ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

RÉCEPTION

La réception dirigée par des combinaisons d'antennes et de cadres espacés; E. Green, *Exp. Wir.*, **25**, oct. 1925, 828-837. — L'auteur montre comment les courants recueillis dans plusieurs antennes ou cadres espacés, peuvent être combinés en tenant compte de leurs différences de phases, de manière à ce que les signaux provenant de certaines directions soient éliminés, ceux provenant d'autres directions, reçus avec l'intensité maximum. Il donne les « diagrammes de réception » en coordonnées polaires, de plusieurs combinaisons semblables. — P. David.

Propriétés directives des antennes de réception; R. L. Smith-Rose et R. H. Barfield; *Exp. Wir.*, **2**, juin 1925, 575-580. — L'effet directif est connu depuis longtemps et cependant il n'existe pas de formule simple caractérisant cet effet; les auteurs se proposent de rechercher expérimentalement et théoriquement comment varie l'effet directif en fonction de la longueur d'onde à recevoir et des dimensions de l'antenne.

I. — Recherche théorique. — Quand une onde chemine à la surface de la terre le champ électrique ne reste pas exactement vertical par suite du freinage dû à la faible conductibilité du sol. Zenneck a montré que ce phénomène donne une explication de l'effet directif. La composante horizontale du champ qui prend ainsi naissance induit une force électromotrice dans tout conducteur horizontal; cette force électromotrice peut être en phase ou en opposition avec la force électromotrice induite dans les conducteurs verticaux suivant l'orientation de l'antenne (L renversée orientée soit vers l'émetteur, soit vers le récepteur).

En partant de cette hypothèse les auteurs cherchent à définir et à calculer l'effet directif D. La force des signaux dépendant du courant qui circule à la base de l'antenne, ils définissent

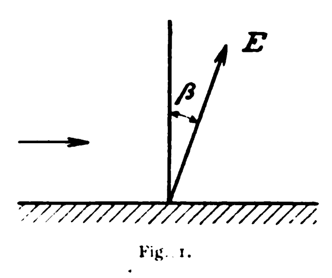


Fig. 1.

l'effet directif par la variation du courant à la base lorsqu'on fait tourner l'antenne de la position la plus favorable à la position la moins favorable, cette différence étant rapportée à la valeur du courant moyen

$$D = \frac{I_1 - I_2}{\frac{I_1 + I_2}{2}} = \frac{2(I_1 - I_2)}{I_1 + I_2}$$

I_1 I_2 étant respectivement les courants à la base pour la position favorable et pour la position défavorable.

Si l et h sont respectivement les dimensions horizontales et verticales de l'antenne, E le champ électrique près du récepteur, les forces électromotrices induites dans les deux parties de l'antenne sont $E l \sin\beta$ pour la partie horizontale $E h \cos\beta$ pour la partie verticale, β étant l'angle du champ avec la verticale (fig. 1).

Les courants I_h et I_l à la base de l'antenne produits par ces forces électromotrices sont proportionnelles aux forces électromotrices qui leur donnent naissance.


Digitized by Google

$$I_h = K_h E h \cos\beta$$
$$I_l = K_l E l \sin\beta$$

avec $K_h \neq K_l$: les courants n'étant pas constants en tous points de l'antenne dans la position favorable

$$I_1 = I_h + I_l = E(K_h h \cos\beta + K_l l \sin\beta)$$

dans la position défavorable

$$I_2 = I_h - I_l = E(K_h h \cos\beta - K_l l \sin\beta)$$

on a donc : $D = 2\frac{K_l}{K_h}\frac{l}{h}\operatorname{tg}\beta$

Ce rapport $\frac{l}{h}$ est connu. Le champ étant polarisé elliptiquement, β varie périodiquement ; mais en négligeant cette variation faible dans le cas d'ondes longues et d'un sol très conducteur, on peut considérer β comme constant et le mesurer expérimentalement en recevant sur une antenne rigide que l'on fait tourner ; on peut aussi calculer β en partant de la relation

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{n}{\delta}}$$

n fréquence, δ conductibilité du sc en U. E. S. relation suffisamment exacte quand β est faible.

Les auteurs ont mesuré cette conductibilité en différents points de la Grande-Bretagne, ils ont trouvé que sa valeur restait constamment voisine de 10^8 U. E. S. et n'était pas grandement affectée par le degré d'humidité du sol.

Le rapport $\frac{K_l}{K_h}$ est impossible à déterminer à moins de faire une analyse complète de la distribution du courant dans l'antenne.

II. — Les auteurs laissent ensuite momentanément ces considérations théoriques de côté pour déterminer expérimentalement l'effet directif.

Le montage employé est celui de la figure 2 qui n'est autre qu'un radiogoniomètre Bellini-Tosi.

Deux antennes A_1, A_2 apériodiques orientées respectivement dans les positions favorables et défavorables agissent par induction sur une bobine exploratrice B actionnant un système récepteur. Soit θ l'inclinaison de cette

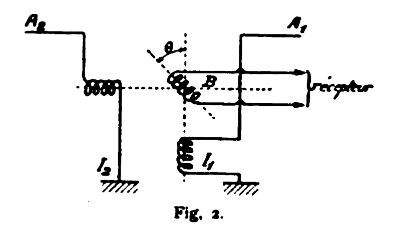


Fig. 2.

bobine ; on fait varier θ jusqu'à l'extinction du signal. Si l'effet directif était nul on aurait l'extinction pour $\theta_2 = 45°$. On constate que $\theta \neq 45°$, on voit en outre facilement que θ étant l'inclinaison correspondant à l'extinction on a

$$\frac{I_1}{I_2} = \operatorname{tg}\theta$$

I_1 I_2 étant les courants à la base des antennes A_1 A_2

on a donc

$$D = \frac{2(I_1 - I_2)}{I_1 + I_2} = \frac{2(\operatorname{tg}\theta - 1)}{\operatorname{tg}\theta + 1}$$

Il y a lieu de prendre certaines précautions pour avoir des antennes identiques. Ces expériences sont intéressantes, car les valeurs de D observées étant introduites dans la relation $D = 2\frac{K_l}{K_h}\frac{l}{h}\operatorname{tg}\beta$ permettent de calculer la valeur de $\frac{K_l}{K_h}$. Les auteurs ont trouvé ce rapport sensiblement constant et voisin de 0,5 ; on a donc $D = \frac{l}{h}\operatorname{tg}\beta$ formule qui permet d'extrapoler les résultats pour un grand nombre de longueurs d'onde.

Il a été constaté que l'effet directif augmente avec la fréquence et avec le rapport $\frac{l}{h}$ de l'antenne employée. — M. G. Talon.

Par suite de l'abondance des matières, nous sommes obligés, pendant les quelques mois qui vont suivre, de supprimer les analyses. Le retard ainsi créé sera rattrapé par la suite.

Ing. A. et M., 6 ans pratique dans grandes firmes T. S F., cherche situation. Ecrire : MIDY, Maurecourt (S.-et-O.)

ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

TUBES ÉLECTRONIQUES

La puissance maximum fournie par les tubes amplificateurs; W.-P. Radt. *Elektr. Nachr. Techn.*, **3**, 1926, 21-27. — La puissance maximum que peut fournir un tube amplificateur dépend de ses conditions de travail.

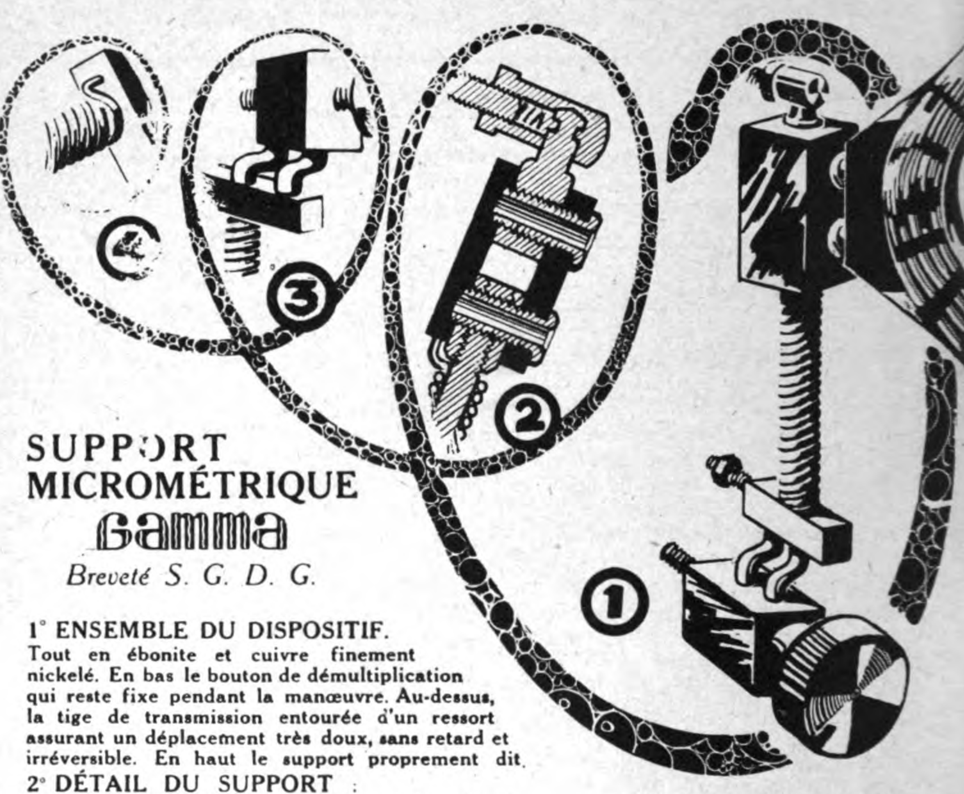
1er Cas. — La tension de plaque B est donnée. — On admet fréquemment que pour éviter tout débit intermittent de la grille, et par suite, toute distorsion provenant d'une charge irrégulière de la source, la tension instantanée de grille ne doit jamais devenir positive. Si cette condition est remplie, le courant de grille est entièrement négligeable; il est alors facile de calculer la puissance maximum fournie par le tube ; on trouve, suivant que le « récepteur » intercalé dans le circuit plaque est une résistance pure ou une résistance inductive, les valeurs du tableau ci-joint.

Mais on n'est pas nécessairement obligé de supposer le courant de grille nul. On peut rendre la tension de grille supérieure à celle du filament, pourvu que l'on prenne soin de shunter l'intervalle filament-grille par une résistance suffisamment faible; le courant passant dans cette résistance est alors grand vis-à-vis du courant intermittent passant dans la grille lors des alternances positives; la source est presque uniformément chargée; il n'y a pas de distorsion. L'inconvénient est que la puissance dépensée dans le circuit de grille devient notable; mais la puissance maximum que peut fournir le tube *sous une même tension de plaque* est beaucoup augmentée; ainsi que l'indique le tableau :

		Un tube		Deux tubes en parallèle		Deux tubes en différentiel
		Cas *a*	Cas *b*	Cas *a*	Cas *b*	Cas *b*
La tension de grille ne devenant à aucun instant positive.	Puissance utile maximum . .	$\frac{B^2}{32 R_i}$	$\frac{B^2}{16 R_i}$	$\frac{B^2}{16 R_i}$	$\frac{B^2}{8 R_i}$	$\frac{B^2}{8 R_i}$
	Puissance dissipée sur la plaque. . . .	$\frac{5 B^2}{32 R_i}$	$\frac{3 B^2}{16 R_i}$	$\frac{5 B^2}{16 R_i}$	$\frac{3 B^2}{8 R_i}$	$\frac{(8-\pi) B^2}{8 \pi R_i}$
La tension de grille pouvant devenir positive . . .		Multiplier toutes les puissances ci-dessus par le facteur : $\left(1 + \frac{1}{D}\right) = (k+1)$.				

B = tension d'alimentation de plaque.
R_i = résistance intérieure du tube.
D = inverse du coefficient d'amplification *k*.
a. Cas où l'appareil d'utilisation est une résistance *pure*.
b. Cas où l'appareil d'utilisation est une résistance *inductive*.

****



SUPPORT MICROMÉTRIQUE

Gamma

Breveté S. G. D. G.

1° ENSEMBLE DU DISPOSITIF.
Tout en ébonite et cuivre finement nickelé. En bas le bouton de démultiplication qui reste fixe pendant la manœuvre. Au-dessus, la tige de transmission entourée d'un ressort assurant un déplacement très doux, sans retard et irréversible. En haut le support proprement dit.

2° DÉTAIL DU SUPPORT :
Les contacts des bobines (écartement français ou union) sont taraudés, pour éviter tout jeu, et assurer un contact parfait sur les deux extrémités de l'axe, séparées elles-mêmes par une couche d'air pour éviter des capacités parasites. Remarquez en haut le contact à vis et à ressort, donc très précis et sans perte.

3° DETAIL DE LA COMMANDE MICROMÉTRIQUE :
A démultiplication de 18 ou sur demande de 36 ou 54.

4° DÉTAIL D'ATTACHE DU RESSORT :
Assurant un contact parfait.

Se pose aisément par 2 vis sur tous les appareils existants : deux modèles, l'un à droite, l'autre à gauche (bien spécifier le modèle à la commande ainsi que l'écartement et la démultiplication choisis).

LE SUPPORT IDÉAL

c'est sans conteste, le 430 Gamma.

Sa commande irréversible et en avant vous permet, avec une extrême facilité un réglage minutieux et précis.

Aussi, comme il n'est guère plus cher qu'un support courant, voudrez-vous vous en munir sans tarder.

Vous le trouverez avec les postes, bobines nid d'abeilles, cadres pliants, tranformateur et galène Gamma, chez nos Agents ou 16, Rue Jacquemont, Paris (10°).

Notices gratuites N° **21.50** *sur demande.*
Catalogue de luxe contre 1 fr. 50.

Notez que Gamma fabrique aussi un support "Normal"

Établissements GAMMA
16, Rue Jacquemont — PARIS (17°)
Marcadet : 31-22

Support Gamma 430 micrométrique

Publicité H. Mosse, Paris

Enfin, en mettant plusieurs tubes en parallèle, on augmente proportionnellement la puissance utile.

Ces formules montrent que la puissance utile est dans tous les cas proportionnelle au carré de la tension de plaque.

2e Cas. — *La tension de plaque B peut être choisie aussi élevée que l'on veut.* — Ce qui limite alors la puissance utile, c'est l'échauffement de la plaque. On pourra donc élever la tension plaque, et par suite cette puissance utile, jusqu'à ce que l'énergie dégradée sur la plaque atteigne une certaine valeur déterminée pour chaque tube.

Calculant cette énergie dégradée sur la plaque, on trouve les formules du tableau. Cette énergie est presque égale dans les cas *a* et *b*, alors que la puissance utile est double dans le cas *b* : il est donc avantageux d'avoir un récepteur présentant une résistance inductive. D'autre part, le fait d'associer des tubes en parallèle ne modifie pas leur fonctionnement individuel : la tension de plaque maximum est la même que pour un seul.

Au contraire, si l'on associe deux tubes en montage différentiel (Gegentakt-schaltung ou push-pull) et si l'on abaisse suffisamment la tension moyenne de grille, de manière à travailler au coude inférieur des caractéristiques, le rendement est amélioré; à puissance utile et tension de plaque égales, l'énergie dégradée sur la plaque est réduite dans la proportion :

$$\frac{8-\pi}{3\pi}=\frac{1}{1,94}.$$

Autrement dit, à puissance égale dissipée sur les plaques, le montage différentiel employé de cette manière fournit une puissance utile *double* du montage en parallèle simple. — P. David.

Phénomènes d'auto-courant dans les lampes cathodes; D. Malarov. *Telegrafia i Telefonia bez provodov*, **29**, avril 1925, 184-191. — Dans certaines lampes dont la grille a été recouverte de métaux alcalins pour le vidage, on constate, quand on ferme le circuit de grille, l'existence d'un courant. Son intensité dépend de la température du filament et peut atteindre 0,2 à 0,5 mA dans certaines lampes.

King et Braun ont étudié les premiers ce phénomène, mais n'en ont pas donné d'explication satisfaisante.

On constate, en effet, parfois l'existence de ce courant, même dans les lampes dont les électrodes n'ont jamais comporté d'éléments alcalins.

Ce courant est dû peut-être à l'existence dans la lampe d'un faible potentiel d'ionisation entre les électrodes, ou à un effet photoélectrique, ou à ces deux causes simultanées.

Pratiquement, il serait intéressant de trouver une méthode d'étude des variations de ce courant quand on applique à la lampe une force électromotrice extérieure.

L'auteur exprime l'idée que ce courant joue un rôle important dans les phénomènes dont la lampe est le siège quand son point de fonctionnement est un point de détection.

L'auto-courant est variable quand on connecte le chauffage et qu'on allume la lampe, ce courant croît rapidement, puis décroît.

Des courbes relevées par points indiquent les variations de ce courant avec le temps pour des chauffages donnés; certaines sont des cycles fermés. — G. Teyssier.

Tubes amplificateurs doubles; Lœwe et Von Ardenne, *Zeit. für Hoch. tech.*, **27**, 1926, 19-20. — Les auteurs ont construit, et la Société Lœwe-Audion G. va livrer prochainement au commerce, des tubes amplificateurs *doubles*, c'est-à-dire contenant, dans la même ampoule, les éléments de deux tubes normaux avec leurs organes de liaison.

Chacun de ces tubes contient huit électrodes (deux filaments, chacun entouré de deux grilles et d'une plaque), un condensateur de liaison et deux résistances.

D'après les auteurs, ces tubes pré-

senteraient les avantages suivants: économie du courant de chauffage; stabilité de la valeur des résistances; diminution des capacités parasites, permettant de conserver un excellent rendement, même pour des ondes très courtes (de l'ordre de 70 mètres); enfin, pureté de l'amplification. — P. David.

L'emploi du filament X L à la construction de triodes puissants; J. C. Warner et O. W. Pike, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **13**, oct. 1925, 589-609. — Avec les filaments de tungstène pur, il n'a été possible de réaliser de puissants triodes d'émission qu'en utilisant des tensions élevées. Grâce à l'emploi du filament X L, on a pu utiliser des tensions plus faibles et, en particulier, la Général Electric Company a pu construire un triode dénommé U V 851 et capable de fournir une puissance oscillante de l'ordre du kilowatt sous une tension de 2 000 volts continus appliqués à la plaque. Les auteurs ne précisent pas la nature du filament X L probablement à la fois thorié et carbone.

A la température de 2 000 degrés absolus, l'émission thermionique de ce filament est de 90 000 milliampères par centimètre carré, ce qui correspond à 118 milliampères par watt de chauffage, alors que le tungstène pur à 2 500 degrés n'a qu'une émission de 12,7 milliampères par watt de chauffage. L'emploi du filament X L dans la construction des lampes conduit à des longueurs plus grandes, d'où diminution de la résistance interne. Les auteurs montrent ensuite que l'emploi de filaments en parallèle conduit aussi à une diminution de la résistance interne. C'est ainsi que dans les triodes d'un kilowatt on a été conduit à utiliser 4 filaments en parallèle.

De grandes précautions ont été prises dans la construction de ces triodes pour éviter les félures produites par un échauffement exagéré des pieds. Les fils d'amenée à la grille et à la plaque entrent dans l'ampoule du côté opposé à l'entrée des fils d'amenée du filament. La plaque et la grille ne sont pas des cylindres circulaires, mais ont la forme de cylindres elliptiques très aplatis.

Des ressorts protégés par des plaquettes métalliques d'un rayonnement calorifique trop intense assurent au filament une tension convenable. Un traitement spécial donne à la plaque une constante de rayonnement élevé.

Le triode U V 851 qui, comme nous l'avons dit, est capable de fournir une puissance oscillante de 1 kilowatt sous une tension continue de 2 000 volts consomme dans son filament 15,5 ampères sous 11 volts. La plaque peut dégrader 750 watts. La résistance interne est de 3 850 ohms et la hauteur totale de la lampe est d'environ 45 centimètres. — R. Jouaust.

Essais de durée des triodes à filament de tungstène; William C. White, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **13**, oct. 1925, 625-645. — L'auteur indique comment sont effectués les essais de durée des triodes construits dans les ateliers de la General Electric Company.

Ces essais de durée sont effectués au moyen de très nombreux prélèvements effectués. Ils ont pour but:

1° D'étudier les propriétés des nouveaux modèles.

2° De choisir les dispositions les plus avantageuses dans la construction des triodes. Parfois ces essais de durée mettent en évidence l'importance de détails qui à première vue paraissaient insignifiants.

3° De contrôler la régularité de la fabrication des triodes de types courants.

4° De choisir les matériaux les plus convenables pour les constructions de triodes de longue durée.

5° De composer les divers procédés utilisés pour faire le vide.

6° De faire connaître les modifications qui se produisent dans les caractéristiques des lampes au cours de leur fonctionnement.

7° D'examiner l'influence que peut avoir sur la vie des lampes les conditions de fonctionnement (position, température extérieure, etc.).

Ces essais de durée sont effectués

dans des conditions se rapprochant autant que possible de celles dans lesquelles les lampes doivent fonctionner et sont fréquemment interrompus pour permettre une étude des lampes.

L'auteur donne quelques exemples des résultats obtenus. Pour les lampes à filament thorié, une augmentation de 10 % de la tension aux bornes du filament en diminue la vie de moitié. Dans ces lampes, l'émission thermionique du filament pour des conditions de fonctionnement données croissant d'environ 20 % pendant la première moitié de l'essai de durée, pour décroitre ensuite, l'essai étant arrêté lorsque l'émission thermionique est tombée à peu près à la moitié de son émission initiale. — R. JOUAUST.

Les capacités internes des valves thermioniques ; L. HARTSHORN et T.-I. JONES, *Exp. Wir.*, **2**, février 1925, 263-273. — Bien que faibles, les capacités entre les électrodes des valves constituent souvent la plus grande partie de la capacité des circuits. La connaissance de leur valeur et de leur facteur de puissance est souvent utile pour calculer les pertes dans le circuit d'entrée d'un amplificateur ou pour fixer la valeur minima de l'onde susceptible d'être engendrée ou reçue par une valve.

Méthode de mesure. — Les auteurs rappellent une méthode déja publiée par eux (Hartshorn, Proc. Phys. Society, vol. 36, 1924, 399, contenant l'utilisation du pont de Schering (Zeitschr. fur Instr., vol. 40, 1920, 124). Le montage est celui de la figure 1. La capacité C_x à mesurer se fixe en parallèle sur la branche AD comprenant deux condensateurs en série C et c tels que $C = nc$;

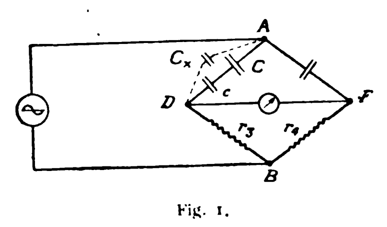


Fig. 1.

si K est la capacité équivalente à C et c

$$K = \frac{Cc}{C+c}$$

Si l'on fait varier la capacité C_x, il faut, pour conserver l'équilibre du pont, retoucher la capacité de C ou celle de c.

Si on agit seulement sur C la variation de K quand C passe de la valeur C à C' est donnée par la relation

$$\Delta K = \frac{c^2(C-C_1)}{(C+c)(C_1+c)}$$

qui devient pour de faibles variations de C

$$\Delta K = \left(\frac{c}{C+c}\right)^2 (C-C_1) = \left(\frac{1}{n+1}\right)^2 (C-C_1)$$

on voit que par un choix judicieux de n la variation de K peut être très faible devant celle de C.

Détails pratiques. — Le condensateur c est un condensateur fixe au mica de $\frac{1}{1.000}$ µF, le condensateur C est un condensateur fixe au mica de $\frac{1}{100}$ µF avec un vernier à air de $\frac{2}{1.000}$.

L'amplification est alors de l'ordre de 160 permettant les mesures correctes à $\frac{1}{100}$ µµF près en lisant le vernier à 1 µµF près.

Etant donnée la grande impédance du pont, la tension peut être augmentée jusqu'à ce que l'on obtienne une sensibilité suffisante. Condensateurs et conducteurs doivent être enfermés en cage de Faraday et les connexions montées de façon à éliminer les capacités parasites par rapport à la terre et par rapport aux autres bras du pont.

Par raison de symétrie le bras A F est formé de deux capacités en série C_2 c_2.

Les résistances r_3 et r_4 sont des résistances non inductives de 5.000 ω. En parallèle sur la résistance r_4 on monte un condensateur c_4 pour rétablir la phase ou pour mesurer le facteur de puissance. La capacité résiduelle de c_4 est compensée par un condensateur fixe c_3 en parallèle sur la résistance r_3.



PLUS D'ANTENNE

UNE SEULE MANŒUVRE

avec le

SFER 20

et, grâce au Rectisfer A+B

PLUS DE PILES A REMPLACER

PLUS D'ACCUMULATEURS A RECHARGER

RADIOLA

79, BOULEVARD HAUSSMANN, PARIS

Le schéma de montage complet est celui de la figure 2.

Application aux valves. — Les auteurs ont appliqué cette méthode à la mesure des capacités grille-plaque, filament-grille et filament-plaque d'un certain nombre de valves de marque

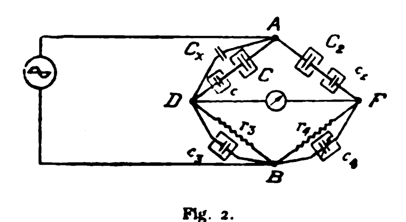


Fig. 2.

anglaise. Ces capacités sont comprises entre 2 et 7 μμF. Ils en ont déduit que la longueur d'onde minima pouvant être obtenue avec une valve ordinaire est de l'ordre de 4 mètres et avec une valve à cornes de l'ordre de 1 m. 80.

Ils étudient ensuite l'influence des supports de valves ou de bobines et donnent les résultats de mesures concernant le facteur de puissance des capacités internes.

Incidemment ils rappellent l'étude de Miller (Bulletin Bureau of Standards, vol. 15, 1919, 367) montrant que l'existence des capacités internes fait varier l'impédance du circuit d'entrée d'un appareil à lampes avec la charge du circuit de plaque. — M. G. TALON.

ONDES COURTES

Sur le couplage en parallèle de plusieurs tubes pour la production des ondes très courtes ; A. SCHEIBE, *Zeit. fur. Hoch. tech.*, **27**, 1926, 17. — Il s'agit du montage signalé par Barkhausen et Kurz, et qui permet d'obtenir des ondes de longueur comprise entre 1 mètre et quelques centimètres. (Voir *Onde Électrique*, analyses, février 1924, p. 123, et surtout avril 1924, p. 9.) Dans ce montage, la grille est portée à un potentie, positif élevé, la plaque, au contraire, à un potentiel négatif ; la longueur d'onde produite ne dépend que de ces tensions et non du circuit extérieur.

L'auteur a cherché à augmenter la puissance à très haute fréquence, fournie par ce montage, en utilisant plusieurs tubes en parallèle. La difficulté est que la longueur des connexions reliant entre elles. D'une part, les plaques, d'autre part, les grilles, des tubes successifs, est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde ; afin que les tubes travaillent en phase, il faut alors rendre cette longueur égale à uu multiple exact de la longueur d'onde. L'auteur indique plusieurs schémas de montage permettant d'obtenir ce résultat. Il mentionne les précautions à prendre pour l'amenée des tensions d'alimentation et pour la compensation des petites différences existant entre les tubes.

Ayant réalisé pratiquement le montage en parallèle de deux tubes Schott type M, il a étudié les variations de l'énergie fournie, celles de la longueur d'onde et la répartition du courant dans les connexions, au moyen notamment d'un thermo-élément de son invention (décrit dans les Analyses, *Onde Électrique*, juin 1925, p. 42-43). Sa conclusion est que la mise en parallèle est extrêmement intéressante, puisqu'elle permet d'obtenir, avec deux tubes, jusqu'à six ou sept fois l'énergie fournie par un seul ; elle facilite également l'amorçage des oscillations. — P. DAVID.

Construction des émetteurs et récepteurs pour ondes courtes ; ANDERSON, CLÉMENT, DE COUTOULY, *Proc. of Inst. Rad. Eng.*, **13**, août 1925, 413-436. — Les auteurs décrivent une installation de poste émetteur et récepteur pour les longueurs d'onde comprises entre 100 et 200 mètres. Ce poste est destiné aux services côtiers des Etats-Unis ; il doit fonctionner en télégraphie modulée jusqu'à des distances de 100 milles, et en téléphonie jusqu'à 50 milles. Il doit pouvoir être réglé sur une longueur d'onde déterminée, une fois pour toutes, et fonctionner ensuite entre les mains d'opérateurs inexpérimentés.

L'*émetteur* est de 50 watts. Il comporte un tube générateur couplé indirectement (par capacité) avec l'antenne. Ce couplage indirect a été calculé de telle manière que les variations accidentelles dans la capacité de l'antenne, agissent seulement très peu sur la longueur d'onde émise. Un tube modulateur, précédé d'amplification B. F., agit sur le tube générateur suivant la méthode connue « à courant constant ». Ces tubes, les circuits, les appareils de contrôle et d'alimentation sont groupés en un meuble et pourvus des relais nécessaires pour que la manœuvre en soit très simple.

Le *récepteur* a été choisi du type superhétérodyne et présente quelques particularités intéressantes. En vue de réduire le nombre des réglages, le circuit d'antenne n'est pas accordé, la première hétérodyne est couplée avec la détectrice par la résistance de deux mégohms qui sert à la détection ; ce montage augmentant, d'après les auteurs, l'indépendance entre les réglages. L'amplificateur moyenne fréquence est à transformateurs ; des capacités convenablement réparties lui donnent la sélectivité désirée, qui doit être soigneusement réglée ; il fonctionne sur la fréquence 50 kilocycles par seconde, soit sur la longueur d'onde 6.000 mètres. Après la seconde détection, l'appareil comporte encore un étage de basse fréquence. Au total le récepteur contient huit tubes, alimentés sous la tension de chauffage de 1 volt et consommant chacun 0,25 amp.

L'ensemble a, paraît-il, donné toute satisfaction, et les auteurs le citent comme un exemple de « coordination intelligente entre le travail théorique et celui du laboratoire ». — P. David.

Contribution expérimentale à la radiotélégraphie sur ondes courtes ; Pession et Pizzuti, *Elettrotecnica*, **12**, 5 mars 1925, 5 pages. — Les auteurs rendent compte d'expériences effectuées entre Rome et Massaoua sur des ondes de 125, de 106, puis de 100 m. Le premier poste employant une puissance de 2 kw dont 700 environ étaient dépensés dans l'antenne. Cette dernière, verticale, était constituée par un prisme à 6 fils long de 18 mètres, la terre était remplacée par un contrepoids ; l'antenne était couplée par induction magnétique avec l'émetteur comportant deux triodes Marconi M. T. 4 en parallèle. Ce poste permit de faire de nombreux essais de communications, en particulier avec le navire « San Marco » qui fit campagne en Amérique du Sud et le « Verdi » qui fit des traversées entre Gênes et New-York.

C'est avec un poste du même genre, ayant la même antenne, dans laquelle on mettait 6 ampères sur 106 mètres, que l'on fit les premiers essais avec Massaoua (à 3 900 km. de Rome). Les premiers télégrammes commerciaux furent transmis en novembre 1924 : le trafic avait lieu entre 3 heures et 4 h. 30, T. M. G. ; il donna lieu à des répétitions et corrections relativement peu fréquentes. On remarqua la nécessité de tendre l'antenne avec beaucoup de soin et d'alimenter les plaques avec une machine relativement puissante, pour éviter les variations de fréquence.

Un poste plus puissant fut alors établi. Une puissance de 7 kw fut fournie à quatre triodes Marconi M. T. G. montées en parallèle. L'antenne toujours couplée par induction magnétique était sensiblement verticale, elle avait une longueur de 75 mètres, le contrepoids avait 25 mètres, tous deux étaient encore des prismes à 6 fils. L'onde avait une longueur de 100 mètres, et l'intensité dans l'antenne atteignait 5 ampères.

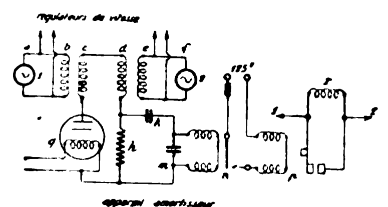
Le service fut parfait. Pendant vingt jours de janvier et février 1925, il fut passé 19.687 mots parmi lesquel 60 seulement durent être répétés. Le trafic pouvait s'effectuer entre 16 heures et 6 heures, c'est-à-dire pendant 14 heures sur 24 heures, tandis qu'avec la station de 100 kw travaillant sur 11.000 mètres, le service n'était praticable que pendant 6 heures. Alors que les atmosphériques, déjà gênants vers 19 ou 20 heures, rendaient la réception impossible sur l'onde longue pendant la nuit, ils n'affectaient nullement la réception sur 100 mètres.

La réception eut lieu avec une détectrice à réaction et deux basses fréquences. Des essais effectués avec des montages de superréaction et de superhétérodyne ne se montrèrent pas plus avantageux. — MESNY.

DIVERS

La mise en parallèle des alternateurs haute fréquence Alexanderson ; J. L. FINCH, *Gen. El. Rev.*, **28,** mai 1925, 315-319. — L'auteur expose dans cet article la manière dont a été résolu le problème de la mise en parallèle des alternateurs haute fréquence employés en radiotélégraphie. La grande réactance intérieure de ces machines est neutralisée au moyen de condensateurs de valeurs appropriées, placés en série avec chaque alternateur avant la connexion de liaison. Dans ces conditions le courant de circulation entre les deux machines peut augmenter et atteindre la valeur nécessaire pour produire le couple de synchronisation.

La vitesse des alternateurs est gardée constante à 1/1000 près en agissant sur le voltage appliqué aux moteurs au moyen d'une inductance



à noyau de fer mise en série avec leurs circuits primaires. L'artifice consiste à faire varier la réactance de cette bobine en en saturant le noyau par un courant continu. En outre, une résistance intercalée dans le circuit secondaire de chacun des moteurs et mise en circuit, puis hors circuit au moyen de relais actionnés par les signaux télégraphiques, compense les différences de charge produites par la manipulation et atténue les variations de vitesse qui pourraient en résulter.

La mise en parallèle des circuits primaires des moteurs permet de garder un même voltage sur les deux machines ; celle des circuits secondaires facilite le synchronisme. En intercalant une résistance entre la connexion de liaison et chaque enroulement secondaire on diminue les oscillations pendulaires qui ont tendance à se produire lorsque les circuits secondaires sont mis en parallèle directement. L'auteur signale parmi les autres causes favorisant la naissance ou l'amplification de ces oscillations la manipulation télégraphique qui provoque différentes conditions de charge et les espaces plus ou moins irréguliers qui peuvent exister entre les pôles du rotor.

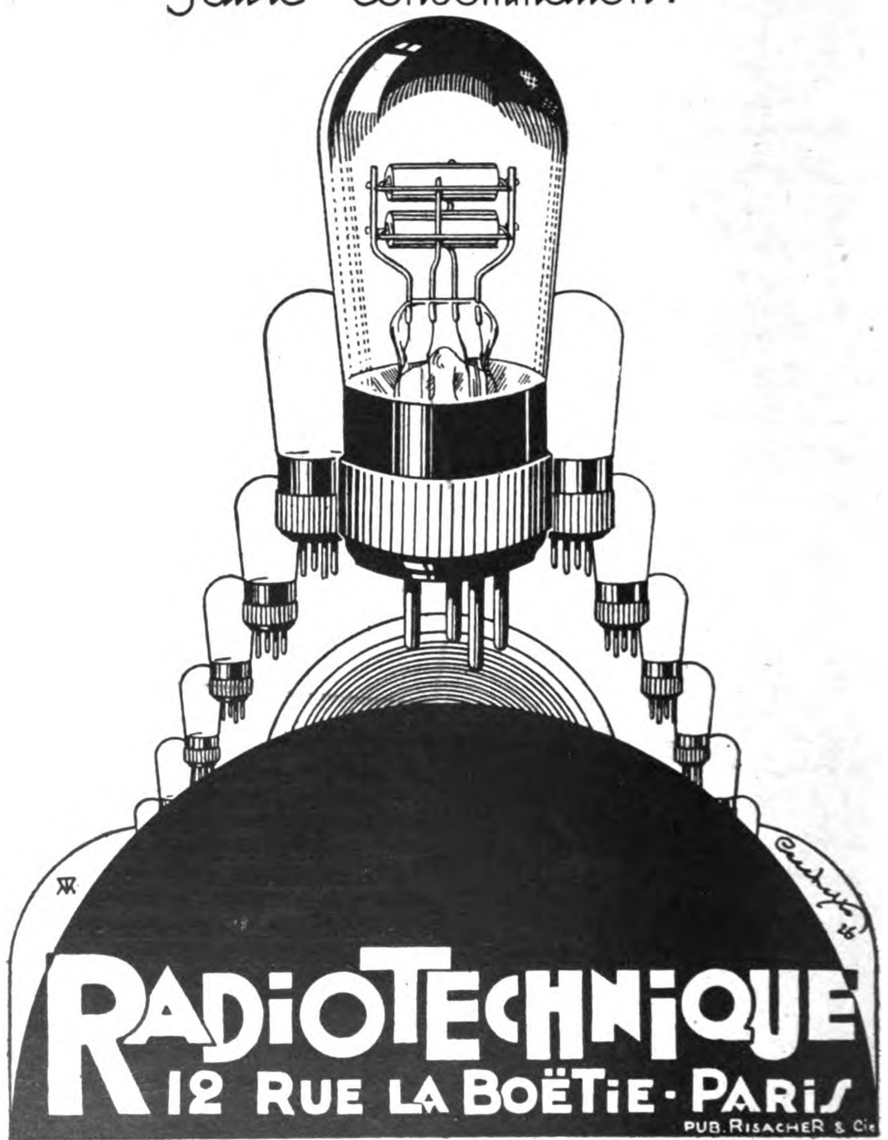
Des causes d'oscillations sont fortement amoindries en donnant au couple synchronisant une valeur telle que la période d'oscillation soit plus petite que celle correspondant à la vitesse habituelle de manipulation ou à celle de rotation de l'alternateur.

Enfin un appareil amortisseur arrête rapidement les oscillations qui n'ont pas été éliminées par les opérations précédentes. Il agit en rendant le couple synchronisant maximum lorsque le déphasage des deux alternateurs part de *o* pour aller en augmentant et le rend minimum lorsqu'il décroît. La figure ci-dessus représente schématiquement l'appareil produisant cette action. Lorsque les deux alternateurs nº 1 et nº 2 sont en phase, les voltages des deux transformateurs *b c* et *d e* se neutralisent. Quand il y a décalage, le voltage résultant fait naître un courant qui traverse le redresseur *g* et la résistance *h*. Pendant que la chute de tension à travers cette résistance va croissant, le condensateur *k* se charge, le relais polarisé *n* reste fermé. Lorsque le déphasage diminue, *k* se décharge et le relais *n* s'ouvre. Ce relais *n* entraîne un relais *p* qui en court-circuitant lorsqu'il est fermé une inductance *r* placée entre les deux alternateurs produit les variations du couple synchronisant.

L'auteur termine en signalant que la manipulation assez délicate dans le

MICRO — AMPLI

Nouvelle lampe B.F. de puissance à faible consommation.



SUCCURSALES { **BRUXELLES, 23, place du Nouveau-Marché-aux-Grains.**
ROME, 48, Via della Fontanella di Borghese.

AGENCES .. .. { **SUISSE, Buchet, 10, rue de la Scie, Genève.**
ESPAGNE, Omnium Iberico Industrial, S. A. Arlaban 7, Madrid.

cas de deux alternateurs se fait au moyen d'un amplificateur magnétique qui réduit le voltage de l'alternateur au minimum lorsque le manipulateur est ouvert. En outre chaque alternateur doit être connecté à l'antenne à travers une inductance séparée.

Le trait saillant de cette mise en parallèle est que les alternateurs ne doivent pas être nécessairement en concordance exacte de phase au moment du couplage.

Ces montages sont réalisés dans certaines stations de T. S. F. en Amérique, en Pologne et en Suède, et donnent de bons résultats. — POLOSSE.

Le réglage de la vitesse des alternateurs haute fréquence ; F. BANNEITZ, *Elektr. Nachr. Techn.* **3,** mars 1926 ; 104-107. — Dans la production mécanique des ondes courtes par alternateurs à haute fréquence et multiplicateurs de fréquence, une des difficultés rencontrées est de maintenir la vitesse de la machine assez constante pour que la longueur d'onde ne varie pas sensiblement. Si la vitesse varie, la fréquence de la note de battement à la réception varie, et la lecture des signaux devient difficile ou même impossible.

Les recherches faites au « Reichsamt » ont permis de résoudre cette difficulté au moyen d'un régulateur mécanique donnant une précision de *un dix-millième* de la vitesse. L'auteur donne une description, malheureusement un peu trop sommaire, de ce régulateur. Autant qu'on peut la comprendre sans faire la théorie complète de l'appareil, le principe est le suivant :

L'organe de réglage est un disque plan, placé en bout d'arbre, et appuyant sur un contact pendant une fraction variable du tour. Ce disque est animé d'un double mouvement : comme dans tous les régulateurs à force centrifuge, il coulisse le long de l'axe d'une quantité fonction de la vitesse ; mais, en outre, il pivote autour d'un axe perpendiculaire, de manière à se placer plus ou moins obliquement. Cette rotation, produite par une masse excentrée et d'ailleurs réglable à volonté, donne à l'appareil une sensibilité remarquable.— P. DAVID.

La réalisation d'un nouveau type de haut-parleur sans pavillon ; C. W. RICE et E. W. KELLOG, *Journ. of A. I. E. E,* **54,** sept. 1925, 982-991. — Les auteurs discutent les principales solutions fournies au problème du haut-parleur. Le but à atteindre est de rayonner une énergie sonore proportionnelle à l'énergie électrique fournie, *indépendamment de la fréquence,* dans toute la gamme des fréquences audibles. Une solution théoriquement parfaite est obtenue en plaçant dans un champ magnétique constant, une bobine mobile parcourue par le courant variable, cette bobine étant solidaire d'une membrane rigide qui n'est soumise à aucune force élastique appréciable. Dans ces conditions en effet, l'amplitude acquise par la vibration de cette membrane est limitée uniquement par l'inertie de la partie mobile ; elle est donc inversement proportionnelle au carré de la fréquence. Mais l'énergie sonore rayonnée par la membrane est proportionnelle au carré de cette amplitude et à la quatrième puissance de la fréquence ; au total il y a donc compensation, l'énergie sonore rayonnée étant indépendante de la fréquence.

Les auteurs indiquent sommairement dans quelle mesure certains appareils existants s'écartent de cet idéal, et décrivent un nouveau type de haut-parleur qui le réalise pratiquement, tout en restant sensible et peu encombrant.

Ils terminent par quelques réflexions judicieuses sur les conditions dans lesquelles doit fonctionner ce haut-parleur pour donner les résultats annoncés (qualité de l'amplificateur, absence de parasites, intensité moyenne du son, etc.). — P. DAVID.

ANALYSES

Les analyses sont imprimées avec une pagination spéciale et sur un seul côté des feuilles de façon que l'on puisse, soit les relier à part, soit les découper en fiches pour un classement personnel.

PROPAGATION

Etat de nos connaissances en ce qui concerne la couche d'Heaviside; G. J. Elias. *Electr. Nachricht*, **2**, 1925, 351-359. — L'auteur commence par souligner l'insuffisance des hypothèses qui ne supposent pas une réflexion ou une réfraction des ondes électromagnétiques sur une surface conductrice de la haute atmosphère.

Il existe deux causes d'ionisation atmosphérique.

1) *Une émission électronique par le soleil* (phénomène donnant naissance aux aurores boréales). — Ces corpuscules électriquement chargés, soumis à l'influence du champ magnétique terrestre, peuvent tourner autour de la terre avant d'occuper une position d'équilibre et pénétrer dans des régions atmosphériques où il fait encore nuit. Le pouvoir ionisant des électrons solaires est d'autant plus important que leur vitesse est devenue plus faible; conséquence : le gradient de conductibilité électrique sera d'autant plus grand qu'on sera plus près du sol.

Cette ionisation n'est pas uniforme et il peut se former des « nuages ioniques » particulièrement favorables à la réflexion ou à la réfraction des ondes. La hauteur elle-même de la couche d'ionisation n'est pas constante, les particules se propageant uniquement dans les régions terrestres où il fait jour pouvant s'arrêter à une hauteur différente de celle à laquelle s'arrêtent les particules se propageant dans des régions où il fait nuit.

En prenant pour libre parcours moyen des particules — assimilées à des particules α, — dans une atmosphère constituée par de l'azote, 0 m. 08, la hauteur minima de la couche d'ionisation permanente est de 80 kilomètres. Il est cependant probable que les particules les moins influencées par le champ magnétique terrestre pénètrent plus profondément dans l'atmosphère, et que le libre parcours des corpuscules est supérieur à celui admis.

2) *Un rayonnement solaire de très courte longueur d'onde* — en particulier le rayonnement ultra-violet — donnant naissance à une nouvelle couche ionisée, située **sous** la couche d'ionisation permanente (70 à 75 kilomètres). Cette deuxième couche ne peut exister que dans les zones atmosphériques où il fait jour.

Suivant le degré d'ionisation et par suite de la variation en altitude de la concentration ionique — variations qu'on peut schématiquement représenter par une succession de couches de même ionisation — une onde, dont le front ne coïncide pas avec le plan d'une couche, doit éprouver soit une simple courbure de sa direction de propagation, soit une réflexion totale.

Salpeter et Eccles ont montré que si la concentration ionique croît avec la hauteur, la constante diélectrique doit diminuer, et partant, la vitesse de propagation croître avec l'altitude, ce qui explique la courbure de la direction de propagation.

Au phénomène de réflexion s'ajoute celui d'absorption. Cette absorption est relativement faible si la période des ondes est petite vis-à-vis du temps qui sépare deux chocs successifs d'un ion ou d'un électron.


Plaire
à
tous...
par vos cadeaux de nouvel an est facile si vous songez à la T.S.F., source de plaisirs toujours renouvelés. Offrez du
GAMMA
"La simplicité dans l'excellence"
et vous serez sûr de faire plaisir. Car ses
Nouveaux Postes 1927
entièrement automatiques et garantis un an
vrais coffrets d'art contenant tout l'appareillage, même les batteries, sans aucun fil extérieur, sans aucun raccord à établir, permettent à tous "initiés" à la T.S.F. ou profanes, d'obtenir par un simple jeu de molette, nets, purs et bien séparés, les principaux concerts européens.
Trois modèles à votre choix : 5/7 lampes, 3 lampes (puissance de 4) et poste valise.
Et pour vos amis ayant déjà un poste, vous trouverez le cadeau qui leur plaira dans toute
la gamme de l'appareillage 1927
GAMMA
grands et petits cadres pliants, bobines nid d'abeilles en fil divisé, supports micrométriques, galènes synthétiques, transformateurs haute fréquence apériodiques,
Renseignez-vous chez nos agents ou à notre Salon de démonstration : 16, rue Jacquemont, Paris-17e
Nos Notices N° 21.50 vous seront envoyées par courrier, sur demande.
Etablissements GAMMA
16, rue Jacquemont - PARIS (17e)
Téléph. : Marcadet 31-22
pub henry mossé

Appleton envisage la déviation des rayons primaires sous l'influence d'une variation en altitude de la densité ionique ; il appuie ses idées sur de très intéressantes expériences, reposant sur des effets d'interférence entre le rayon direct et le rayon réfléchi. Faisant lentement varier la longueur d'onde de l'émetteur, il observe au récepteur, par cet effet d'interférence, une série alternée de maxima et de minima, dont les amplitudes, rapportées à la longueur de l'onde, à ses variations, et à la distance émetteur-récepteur, permettent de calculer la hauteur de la couche réfléchissante. Appleton fixe cette hauteur à 85 kilomètres. D'après lui la réflexion se ferait sans absorption sensible. Etudiant l'influence du champ magnétique terrestre sur la vitesse de propagation, Appleton montre également qu'une onde polarisée rectilignement peut se décomposer en deux ondes polarisées circulairement et douées de vitesses de propagation différentes : C'est à ce fait qu'il attribue le « fading » des ondes de longueur comprise entre 200 mètres et 500 mètres, les ondes de 350 mètres étant les plus sensibles.

Pour Larmor, comme pour Eccles, les ondes électromagnétiques se propagent à une altitude telle que la courbure des rayons soit identique à la courbure de la terre ; cette altitude varie avec la longueur d'onde de manière que le produit $\lambda^2 \frac{dn}{dz}$ soit constant ($\lambda =$ longueur de l'onde, $n =$ densité ionique). Larmor admet la condition déjà énoncée, pour pouvoir négliger l'absorption. Cependant, si l'on veut appliquer ses idées à deux ondes, l'une de 1 kilomètre de longueur, l'autre de 20 mètres de longueur, il faudrait admettre pour cette dernière une densité ionique 2.500 fois plus grande que pour la première. Larmor n'aborde d'ailleurs pas le problème de la réflexion ou de la réfraction.

Dans la couche d'ionisation permanente, l'absorption à une hauteur de 85 kilomètres serait négligeable pour des ondes de longueur inférieure à 1 kilomètre, à une hauteur de 50 kilomètres pour des ondes de longueur inférieure à 10 mètres. La courbure subie par les rayons diminue lorsque la fréquence augmente et des ondes par trop courtes peuvent ne plus atteindre la surface terrestre. Mais, au cours de la journée, l'absorption peut être considérable dans la couche ionisée, due au rayonnement solaire de très faible longueur d'onde, parce que la condition d'une période grande vis-à-vis du temps qui sépare deux chocs successifs d'un électron n'est généralement plus vérifiée.

L'auteur, dans l'hypothèse où la propagation se fait dans une atmosphère contenant uniquement de l'azote, admet que la conductibilité du milieu de propagation est proportionnelle à $\frac{n_1}{n}$, n étant le nombre moléculaire et n_1 le nombre de couples d'ions par unité de volume, à condition toutefois que la période des ondes soit petite vis-à-vis du temps qui sépare deux chocs successifs d'un ion ou d'un électron. Posant alors comme loi de variation de la conductibilité la loi exponentielle e^{pz}, l'auteur détermine — dans le cas de la réflexion — l'amplitude de l'onde réfléchie. Celle-ci est proportionnelle, pour un angle d'incidence Ψ petit et une conductibilité suffisamment grande, à

$$1 - \Psi \sqrt{\frac{8\pi g c^2}{\omega}}$$

$g =$ conductibilité mesurée en u. e. m.
$c =$ vitesse de la lumière.
$\omega =$ pulsation de l'onde incidente

Watson avait déjà montré que les résultats de la théorie pouvaient être conformes à ceux de la formule d'Austin, à condition d'admettre pour les hautes couches de l'atmosphère une certaine conductibilité. Si on donne à g la valeur indiquée par Watson, l'expression précédente est en accord avec la formule d'Austin pour une longueur d'onde de 2.800 mètres.

De plus, l'amplitude réfléchie passerait par un maximum à une certaine distance de l'émetteur : cette distance serait de 1.250 kilomètres.

D'ailleurs la réflexion par la couche ionisée, due au rayonnement solaire, semble ne s'étendre théoriquement qu'aux ondes longues, les ondes courtes pouvant traverser cette couche sans forte absorption.

La disparition de l'ionisation diurne est très rapide, beaucoup plus qu'on ne le déduirait des lois de recombinaison de Langevin : peut-être est-elle due à un champ électrique analogue à ceux que Végard imagine aux grandes altitudes. Eckersley avait supposé que le passage de l'état diurne à l'état nocturne provoquait, par recombinaison, un accroissement du gradient de densité ionique, partant une réflexion plus intense : le calcul a montré le contraire.

Se basant sur des observations de lignes spectrales, produites par la lumière boréale, Vegard a déduit que la haute atmosphère ne pouvait contenir ni hydrogène, ni hélium, mais de l'azote pur. A une altitude supérieure à 100 kilomètres, cet azote ne peut exister que sous forme de poussière solide d'azote. Ces particules d'azote sont chargées et la densité ionique ne décroît, au-dessus de 100 kilomètres, que lentement. Cette variation est plus rapide dans la région où l'azote est gazeux. Pour Vegard, la frontière séparant l'azote solide de l'azote gazeux serait la surface sur laquelle se réfléchiraient les ondes.

Cependant, il semble que le passage d'un état à l'autre doive se faire de façon continue, entrainant une variation continue de la constante diélectrique, rendant inutile la discrémination des deux états de l'azote.

L'auteur conclut en disant qu'il semble actuellement indéniable que les trains d'onde se propagent principalement dans la haute atmosphère, à une altitude très élevée, où ont toujours lieu réflexion et réfraction. A ces trains d'ondes, par suite de la courbure et de la dispersion, est continuellement soustraite de l'énergie, qui atteint la surface terrestre où elle forme le champ électromagnétique observé. — Paul Labat.

DIVERS

Les oscillographes cathodiques. Wood (A. R.), *Jour. Inst. Elec. Eng.*, **63**, 1925, 1046-1055.

Cet article est une discussion théorique des propriétés des oscillographes cathodiques. L'auteur calcule les sensibilités des appareils de ce genre pour les tensions et les courants : il montre que la sensibilité pour les tensions appliquées sur les condensateurs déviateurs est inversement proportionnelle à la tension appliquée entre l'anode et la cathode, la sensibilité pour les courants traversant les bobines magnétisantes étant inversement proportionnelle à la racine carrée de cette tension.

Au point de vue de l'impression photographique, l'auteur calcule que la pénétration des rayons dans la gélatine est proportionnelle au carré de la tension appliquée : elle serait complète pour 30 000 volts tandis que pour 3 000 volts elle ne dépasserait pas le 1/100[e] de l'épaisseur de la couche sensible. L'emploi de plaques Schumann contenant 100 fois plus de bromure d'argent que les plaques ordinaires dans la même couche de gélatine, permet d'obtenir des impressions trente-trois fois plus fortes que les plaques ordinaires.

L'émission des électrons peut être faite par excitation par choc des gaz résiduels, ce qui oblige à ne pas pousser trop le vide (oscillographe Dufour), mais alors l'inconvénient est la conductibilité non nulle de l'espace qui oblige à placer les plaques des condensateurs déviateurs à l'extérieur — les électrons peuvent aussi être émis par un filament couvert d'oxydes alcalino-terreux ou par un filament de tungstène thorié (oscillographe Wood et Western). L'auteur compare ensuite les trois oscillographes cathodiques actuellement fabriqués dans l'industrie (Dufour, Wood et Western). Le premier est à haut voltage, donc peu sensible mais permettant d'impressionner aisément des plaques ordinaires même

aux plus grandes vitesses, son vide n'étant pas très poussé ne permet pas d'enregistrer des phénomènes purement électrostatiques parce qu'il apparait par ionisation des charges dans l'enceinte.

Le second est plus sensible car il ne fonctionne que sous 3000 volts environ. L'émission est faite par un filament couvert d'oxyde travaillant dans le vide maximum. Il nécessite l'emploi de plaques Schumann, mais permet d'étudier les phénomènes demandant l'isolement absolu de condensateurs déviateurs.

Le Western travaille sous 300 volts et ne permet pas la photographie instantanée. Son vide est peu poussé. — R. Dubois.

Un nouvel oscillographe électromagnétique et ses applications aux mesures en courant alternatif; R. Dubois, *Ann. P. T. T.*, **14**, août 1925, 709-729. — La nécessité de mesurer des courants alternatifs extrêmement faibles a conduit l'auteur à réaliser un oscillographe à grande sensibilité.

Pour atteindre ce but, il s'est attaché à résoudre les problèmes suivants :

Obtenir : 1° Une fréquence propre élevée tout en réduisant l'inertie au minimum;

2° Des déplacements proportionnels aux courants à mesurer;

3° Un amortissement convenable.

L'appareil décrit par l'auteur remplit ces conditions. Il se compose d'une palette de fer placée perpendiculairement au champ d'un électro-aimant et capable de tourner suivant un axe. Un enroulement dont les spires sont parallèles à l'axe et au champ est traversé par le courant à mesurer. La palette, relativement grande (16 mm. de côté), ne peut prendre qu'une amplitude de 60 microns grâce à un ressort qui lui impose une fréquence propre de 3000 $p\ s^{-1}$. L'amplification s'effectue au moyen d'un ressort d'acier d'épaisseur extrêmement réduite attaché à la palette et qui s'enroule d'un demi-tour sur un axe portant un miroir. Il fait tourner ce dernier d'un angle inversement proportionnel au rayon de l'axe. Les jeux sont évités par l'emploi de couteaux. La méthode de Poggendorff est utilisée pour amplifier optiquement. Finalement un déplacement de 1 mm de la palette provoque une déviation du spot de 8 mm.

Pour que les déplacements soient proportionnels aux courants à mesurer, il faut qu'il y ait proportionnalité entre le flux et le courant, le couple moteur et le flux, le déplacement et le couple-moteur. La première condition, favorisée par la disposition de l'enroulement, est améliorée par le fait que l'auteur a construit l'oscillographe de telle manière que la réluctance reste constante en fonction du champ et du déplacement. A cet effet, il a employé des matériaux très perméables, à saturation élevée et a maintenu constante la somme des entrefers.

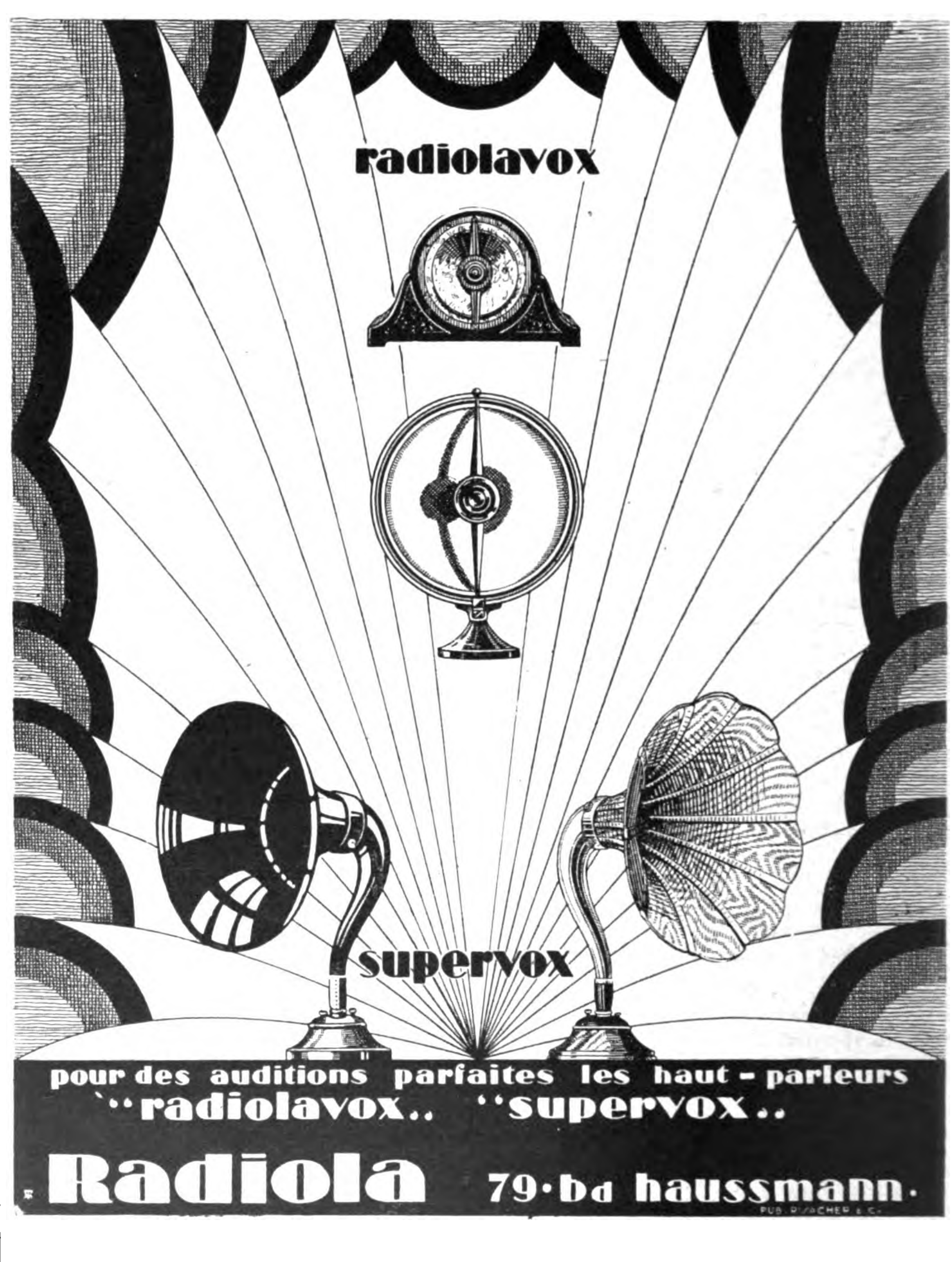
La forme même de la palette permet d'obtenir un couple moteur proportionnel au flux. Soit en effet B l'induction obtenue en donnant aux noyaux de l'électro-aimant une aimantation permanente, et b l'induction dans les entrefers développée par le courant à mesurer. Les inductions sont $B - b$ et $B + b$. Les attractions opposées agissant sur les extrémités $\left(\frac{B+b}{8\pi}\right)^2 S$ et $\left(\frac{B-b}{8\pi}\right)^2 S$ dont la résultante sur une extrémité est $\frac{B b S}{2\pi}$.

Des ressorts travaillant loin de la limite d'élasticité permettent d'obtenir la proportionnalité des déplacements aux couples moteurs.

L'hystérésis, les courants de Foucault, la viscosité magnétique ont en outre été éliminés presque complètement par le choix des matériaux employés.

L'amortissement indispensable pour que la fréquence propre ne rentre pas en jeu est obtenu en plongeant la palette et l'enroulement fixe dans un bain d'huile.

L'appareil a une inductance de deux


radiolavox
supervox
pour des auditions parfaites les haut-parleurs
"radiolavox" "supervox"
Radiola 79 bd haussmann

henrys et une résistance de l'ordre de 1 000 ohms. Il est destiné à fonctionner dans le circuit plaque d'une lampe ordinaire de réception dont la résistance filament plaque est de l'ordre de 20 000 ohms. La constante de temps égale à $\frac{L}{R} = \frac{2}{20\,000} = \frac{1}{10\,000}$ lui permet de donner des enregistrements corrects aux fréquences musicales.

La sensibilité atteinte est de 50 mm par milliampère; elle est la même pour toutes les fréquences comprises entre 1 500 et 25 périodes. Si la fréquence du courant à étudier est constante, on peut, en supprimant l'amortissement de l'appareil et en l'accordant sur la fréquence utilisée, mesurer le microampère.

Cet appareil est robuste et peu encombrant. Le montage le plus ordinairement employé est le suivant : l'oscillographe étant intercalé dans le circuit plaque d'une triode, le circuit à étudier est relié d'une part à la grille, de l'autre à l'extrémité négative du filament. Pour mesurer une intensité i on ajoute une résistance connue R et on mesure Ri. Un type industriel de l'appareil a été réalisé.

Cet oscillographe a des applications extrêmement nombreuses; non seulement il remplace les oscillographes industriels dans le domaine de l'électro-technique, mais il est particulièrement employé pour les recherches scientifiques en T. S. F. en particulier. Il est non moins utile pour l'étude des phénomènes d'ordre purement physique. On a pu, à l'aide de cet oscillographe, mesurer le temps à 1/10000 de seconde près. Il est utilisé actuellement par M. Langevin pour sonder par échos ultra-sonores les profondeurs des mers. Il remplace avantageusement le téléphone dans les montages dérivés du pont de Wheatstone. L'auteur donne à titre d'exemple des courbes représentant la sensibilité d'un écouteur téléphonique en fonction de la grandeur de l'entrefer.

L'intérêt de ces mesures faites à l'oscillographe sur les téléphones est qu'elles sont applicables à des microphones électromagnétiques sous-marins à l'endroit même où ils sont utilisés. — POLOSSE.

BIBLIOGRAPHIE

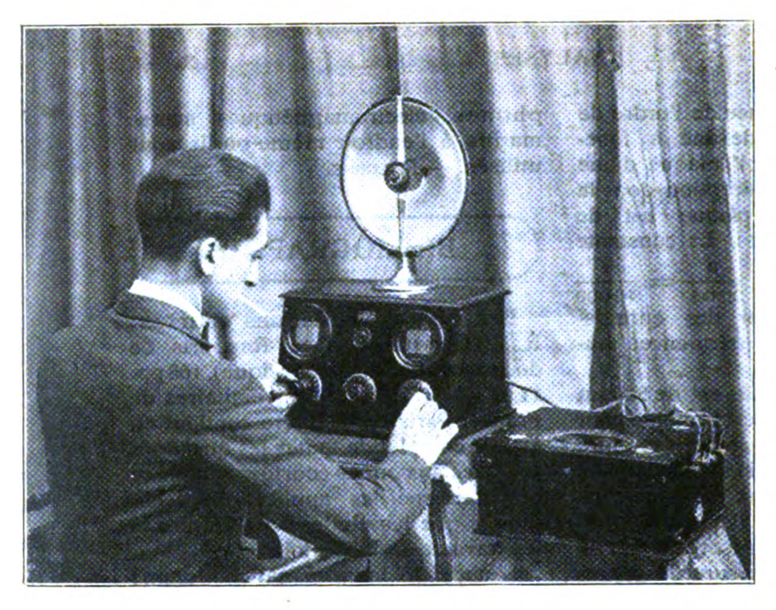
Les ondes électriques courtes; R. MESNY (Conférences-Rapports de documentation sur la physique), 168 pp. 11 × 18. — Presses Universitaires de France, Paris. — Ce livre contient un exposé complet de toutes les questions relatives aux ondes courtes, tant en ce qui concerne les applications techniques que les études scientifiques et les travaux de laboratoire.

L'étude de la propagation domine aujourd'hui toutes les questions qui se posent au sujet des ondes courtes. Dans le premier chapitre on trouvera l'état actuel des travaux théoriques sur la propagation : Résultats de l'observation, constante diélectrique et conductivité des gaz ionisés, réfraction et absorption ionique, influence du champ magnétique terrestre, expériences relatives à la détermination de la hauteur de la couche de Kennelly-Heaviside; cette étude se termine par une critique des théories ébauchées.

Le deuxième chapitre traite de l'émission : générateurs à tubes électroniques, stabilisateurs de fréquence, quartz, antennes, rayonnement des antennes, systèmes dirigés; et de la réception : antennes désaccordées, étude de la réaction et la super-réaction.

Le troisième chapitre est consacré aux études de laboratoire : montages de Barkhausen et de Gill et Morrell, théories de leur fonctionnement; emploi des ondes très courtes à la mesure des longueurs d'onde et des vitesses de propagation sur fils; expériences de polarisation rotatoire et de diffraction par réseaux; dispersion et absorption sélective de l'eau; jonction du domaine des ondes électromagnétiques à celui des infra-rouges.

L'ouvrage est accompagné d'une bibliographie très importante dont les articles sont analysés dans le cours du texte.



Extrême souplesse sur petites ondes ;

Simplicité et Rapidité d'installation ;

Propreté et Sécurité de l'alimentation totale sur le secteur, avec **garantie formelle** d'absence de ronflement ;

Recherche du maximum de confortable dans la manipulation et l'entretien.

Voilà ce que vous apporte l'ensemble

Neutrondia Bloc-Ondia

LE MATÉRIEL ONDIA

Société anonyme au capital de 1.200.000 francs

Direction, Bureaux et Usine à BOULOGNE-SUR-MER (La Madeleine)

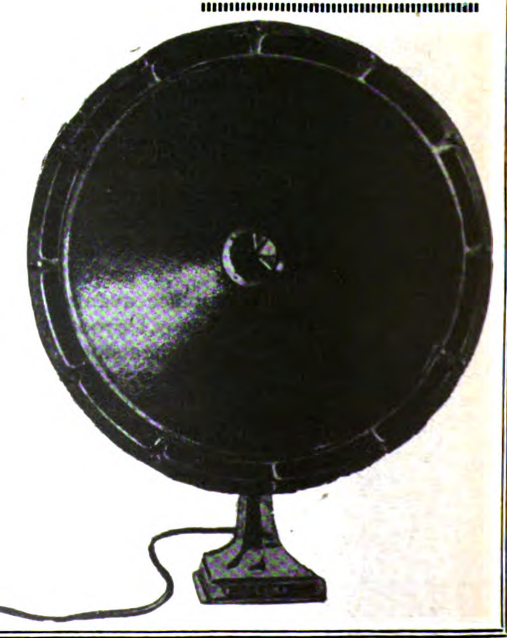
Agence pour la région parisienne :

V.-P. LECOUFFE, 8, rue des Lions, PARIS

LA GRANDE MARQUE FRANÇAISE

CEMA

vous présente son nouveau Diffuseur



Appareil très robuste et de grand rendement. Cône parabolique de diffusion protégé contre les chocs par une armature invulnérable. — Système - électro-magnétique très puissant -

CONSTRUCTIONS ÉLECTRO-MÉCANIQUES D'ASNIÈRES

R. KNOLL & R. MARIÉ

:: 236, avenue d'Argenteuil ::
:: :: ASNIÈRES :: ::
Téléphone : **GALVANI 97-22**

Fournisseurs des Ministères de la Guerre, de la Marine et des Services de l'Aéronautique

TABLE DES ANALYSES DU TOME V

TUBES ÉLECTRONIQUES

RÉCEPTION

PROPAGATION

ONDES COURTES

RADIOTÉLÉPHONIE

MESURES



DIVERS

BIBLIOGRAPHIE

P. MERSCH, L. SEITZ & Cie, Imp., 17, villa d'Alésia, PARIS-14e


Digitized by Google

